Messung der Magnetfelder am Kernort von ^{152}Sm und ^{154}Sm im Sm_6Mn_{23} mit Hilfe der Spinpräzessionsmethode

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Philipps-Universität
Marburg/Lahn

vorgelegt von

Jürgen Schütt

aus Ratzeburg

Marburg 1969

Fotodruck: Erich Mauersberger, Marburg

Messung der Magnetfelder am Kernort von ^{152}Sm und ^{154}Sm im Sm_6Mn_{23} mit Hilfe der Spinpräzessionsmethode

Inaugural-Dissertation
zur
Erlangung der Doktorwürde
der
Naturwissenschaftlichen Fakultät der Philipps-Universität
Marburg/Lahn

vorgelegt von

Jürgen Schütt

aus Ratzeburg

Marburg 1969

Fotodruck: Erich Mauersberger, Marburg

UNIV.
LEIDEN
BIBL.

Von der Naturwissenschaftlichen Fakultät der Philipps-Universität Marburg/Lahn als

Dissertation angenommen am 3. Dezember 1969

Tag der mündlichen Prüfung am 17. Dezember 1969

Berichterstatter: Privatdozent Dr. F. W. Richter

Mitberichterstatter : Prof. Dr. R. Bock

Inhaltsverzeichnis.

		Seite
1.	Einleitung	1
2.	Theoretische Vorbemerkungen	
2.1	Über das magnetische Verhalten von Stoffen	5
2.2	Die ungestörte Winkelverteilung der Gammastrahlung nach Coulombanregung	8
2.3	Die gestörte Winkelverteilung der Gammastrahlung nach Coulombanregung	9
2.4	Die Form des gemessenen Zeitspektrums	17
3.	Theoretische Voruntersuchungen zur Ermittlung der optimalen Bedingungen für den Coulombanregungsprozeß	24
4.	Durchführung der Experimente	
4.1	Die Meßanordnung (Überblick)	29
4.2	Die Targetkammer	34
4.3	Die verwendete Sm_6Mn_{23}- Probe	36
4.4	Experimentelle Voruntersuchungen zur Ermittlung der optimalen Bedingungen für den Coulombanregungsprozeß	37
4.5	Messung der Targettemperatur	42
4.6	Zur Auswertung der gemessenen Zeitspektren	42
5.	Meßergebnisse	
5.1	Zusammenstellung der Meßwerte für das Magnetfeld $H_{eff}(T)$ am Ort der Sm- Kerne	49
5.2	Diskussion des temperaturabhängigen Verlaufs $H_{eff}(T)$	50
5.2.1	Der gemessene $H_{eff}(T)$- Verlauf	50
5.2.2	Bestimmung der Curietemperatur	51
5.2.3	Bestimmung des effektiven Magnetfeldes am Ort der Sm- Kerne im Sm_6Mn_{23} bei vollkommener Ausrichtung ($T = 0^\circ K$)	53
5.2.4	Vergleich des Magnetfeldes $H_{eff}(T)$ mit der makroskopischen Magnetisierung $J(T)$	54
5.2.5	Bestimmung der Richtung des Magnetfeldes am Ort der Sm- Kerne	58

5.2.6 Abschließende Bemerkungen 61
6. Zusammenfassung 63
7. Anhang
7.1 Zur Anpassung theoretischer Kurven an gemessene Werte 65
7.2 Anpassung theoretischer Kurven unter Annahme einer gemischten Wechselwirkung. 67
8. Literaturverzeichnis 69

1. Einleitung.

In den letzten Jahren konnten mit Hilfe der Spinpräzessionsmethode durch Messung in einem bekannten Magnetfeld die g-Faktoren vieler angeregter Kernzustände bestimmt werden. Umgekehrt lassen sich bei Kenntnis der g- Faktoren mit Hilfe derselben Methode Magnetfelder am Kernort, etwa in verschiedenen Kristallgittern, bestimmen.

Wir erhielten als interessante Probe für solche magnetischen Untersuchungen das ferrimagnetische Sm_6Mn_{23} vom Institut für angewandte Physik der technischen Hochschule Wien. In dieser Arbeit soll nun die Spinpräzessionsmethode zur Aufklärung der magnetischen Eigenschaften des Sm_6Mn_{23} benutzt werden.

In der Probe sind die beiden Isotope ^{152}Sm und ^{154}Sm im natürlichen Mischungsverhältnis mit einer Häufigkeit von 26.8 % bzw. 22.9 % enthalten, und man kann an beiden Isotopen gleichzeitig messen. Die Anisotropie der Winkelverteilung der Gammastrahlung beim Übergang vom ersten angeregten 2^+- Zustand in den 0^+- Grundzustand ist nach Coulombanregung unter geeigneten Versuchsbedingungen genügend groß. Die Halbwertszeiten der ersten angeregten Zustände betragen 3.02(5) ns für das 82 keV- Niveau im ^{154}Sm und 1.47(5) ns für das 122 keV- Niveau im ^{152}Sm, diese Lebensdauermessungen haben wir in einer früheren Arbeit beschrieben [1] . Die g- Faktoren der ersten angeregten Zustände im ^{152}Sm und ^{154}Sm sind von WOLFE und SCHARENBERG [2] zu 0.277(28) bzw. 0.288(29) bestimmt worden. Wegen des von KIRCHMAYR [3][4][5] berichteten Ferrimagnetismus des Sm_6Mn_{23} ist am Ort der Sm- Kerne ein Magnetfeld der Größenordnung 10^2 bis 10^3 kOe nicht unwahrscheinlich. Das entspricht bei den gegebenen g- Faktoren Wechselwirkungsfrequenzen der Größenordnung 100 MHz, d.h. die Periodenlängen liegen im ns- Gebiet.

Diese Bedingungen lassen das Sm_6Mn_{23} sehr geeignet erscheinen für die Messung des Magnetfeldes am Ort der Sm- Kerne nach der Spinpräzessionsmethode, der differentiell gemessenen gestörten

Winkelkorrelation.

Die Messung gestörter Winkelkorrelationen ermöglicht die Bestimmung von Kernmomenten. Das Verfahren nutzt die Wechselwirkung des magnetischen Dipolmoments eines Atomkerns mit Magnetfeldern oder des elektrischen Quadrupolmoments mit elektrischen Feldgradienten aus. Diesen Effekt kann man nur messen, wenn die Wechselwirkung an angeregten Kernen wirksam wird. Zur Anregung von Kernzuständen können der radioaktive Zerfall, Kernreaktionen, Streuprozesse oder Coulombanregung ausgenutzt werden. Die angeregten Zustände zerfallen nach einer mittleren Lebensdauer τ unter Emission von Gammastrahlung bestimmter Multipolordnung oder eines Konversionselektrons. Für die Gammastrahlung, die man unter einem Winkel Θ zu einer Bezugsrichtung mißt, gibt es eine bestimmte Winkelkorrelation $W(\Theta)$, die Bezugsrichtung ist etwa die Richtung des einfallenden Teilchenstrahls bei Coulombanregung oder die Richtung des vorausgehenden Gammaquants, das mit einem zweiten Detektor gemessen wurde, wenn es sich um einen Kaskadenübergang handelt. Wird während der Lebensdauer des angeregten Zustandes eine der oben erwähnten Wechselwirkungen wirksam, so wird die Winkelkorrelation "gestört". Die differentielle Messung der gestörten Winkelkorrelation erlaubt die Bestimmung von Kernmomenten oder umgekehrt Magnetfeldern oder elektrischen Feldgradienten, wenn die Winkelverteilung der Gammastrahlung anisotrop ist und wenn die Lebensdauern der angeregten Kernzustände im ns- bis μs - Bereich liegen. Da die Störung eine Präzession des Vektors des magnetischen Dipolmoments oder des elektrischen Quadrupolmoments, der mit dem Drehimpuls gekoppelt ist, verursacht wird, spricht man von Spinpräzession. Will man in einer polykristallinen Probe bei bekanntem g-Faktor das Magnetfeld am Ort der Tagetkerne messen, was das Anliegen der vorliegenden Arbeit ist, so benötigt man für die Magnetisierung der Probe ein äußeres Magnetfeld, da sonst die Spinpräzession wegen der Gleichverteilung der Feldrichtungen am Ort der verschiedenen Tagetkerne nicht beobachtbar wäre.

Die seltenen Erden haben wegen der nicht voll aufgefüllten 4 f - Schale der Elektronenhülle ein permanentes magnetisches Moment, die Übergangsmetalle wegen Löchern in der 3 d -Schale. Bei Verbindungen dieser Elemente ergibt sich im Kristallgitter eine Wechselwirkung zwischen den magnetischen Momenten, was zu einem ferromagnetischen bzw. ferrimagnetischen Verhalten dieser Stoffe führt. Eine Berechnung der Magnetfelder ist wegen der Kompliziertheit der Kristallstruktur numerisch nicht möglich, da es sich um ein Vielkörperproblem handelt. Wie andere Verbindungen seltener Erden mit Mn vom Typ SE_6Mn_{23} hat Sm_6Mn_{23} die kubisch flächenzentrierte Kristallstruktur des Th_6Mn_{23} [4] [6] .

Von KIRCHMAYR [3] [4] sind Verbindungen seltener Erden mit Mn hergestellt und untersucht worden, und zwar wurde hier der temperaturabhängige Verlauf der makroskopischen Magnetisierung bzw. der Suszeptibilität gemessen. Hieraus wurde ferner die Curietemperatur und die Sättigungsmagnetisierung bestimmt. Von besonderem Interesse sind die wirklich im Inneren herrschenden Magnetfelder, wir konnten mit Hilfe der Spinpräzessionsmethode das Magnetfeld am Ort der Sm-Kerne bestimmen. Durch Messung der Spinpräzession bei verschiedenen Temperaturen läßt sich die Temperaturabhängigkeit des Magnetfeldes ermitteln. Entsprechend den makroskopischen Messungen kann man die Curietemperatur und das Magnetfeld am Sm - Kern - ort bei vollkommener Ausrichtung ($T = 0^{\circ}K$) durch Extrapolationsverfahren bestimmen. Es ist interessant, diese Größen, die das magnetische Verhalten des Sm_6Mn_{23} kennzeichen, mit den aus den makroskopischen Messungen [5] ermittelten Werten zu vergleichen, zumal die in beiden Fällen verwendeten Proben vom gleichen Hersteller stammen.

Häufig werden solche magnetischen Untersuchungen mit Hilfe von Mößbauerexperimenten durchgeführt. Hier fällt diese Methode jedoch aus, wie wir im folgenden kurz erläutern wollen. Wird nämlich der Debye - Waller -Faktor, der die relative Intensität einer Mößbauerlinie angibt und temperaturabhängig ist, zu klein, so lohnen sich Mößbauerexperimente

nicht mehr. Hierfür gibt WEGFNER [7] eine Formel für eine maximale Temperatur an. Für die infrage kommenden Sm -Isotope ergibt sich hiernach, daß der Mößbauereffekt nur für folgende Temperaturen gut beobachtbar ist.

^{149}Sm, 22 keV : $T < 130\ ^{\circ}K$

^{152}Sm, 122keV : $T < 20\ ^{\circ}K$

^{154}Sm, 82 keV : $T < 37\ ^{\circ}K$

Wenn man aber an der Messung des Magnetfeldes in einem weiten Temperaturbereich interessiert ist, nach Ausweis makroskopischer Messungen [5] liegt die Curietemperatur des Sm_6Mn_{23} bei 439 $^{\circ}$ K, fällt wegen der obigen Beschränkungen für unseren Zweck die Mößbauermethode aus. Beim ^{149}Sm, dem einzigen Sm - Isotop, an dem bisher Mößbauerexperimente durchgeführt worden sind [8] , muß man davon abgesehen mit einem komplizierten Mößbauerspektrum rechnen, das aus vielen Komponenten besteht gemäß der Drehimpulse $5/2^-$ und $7/2^-$ des angeregten Zustandes bei 22 keV und des Grundzustandes.

2. Theoretische Vorbemerkungen.

2.1 Über das magnetische Verhalten von Stoffen.

Die magnetischen Eigenschaften der Stoffe lassen sich am besten durch das Verhalten in einem äußeren Magnetfeld beschreiben [9]. Der magnetische Zustand wird durch das magnetische Moment je Volumeinheit gekennzeichnet, man bezeichnet diese Größe als die Magnetisierung J. Für die meisten Stoffe ist die Magnetisierung der Stärke des sie hervorrufenden Feldes proportional :

$$J = \chi \cdot H$$

χ ist die magnetische Suszeptibilität, sie ist im allgemeinen temperaturabhängig, denn das magnetische Verhalten eines Stoffes ist die Konsequenz zweier entgegengerichteter Effekte. Das äußere Feld hat die Tendenz, die magnetischen Momente der Atome oder Moleküle in Feldrichtung auszurichten, andererseits wird durch die thermische Bewegung eine statistische Verteilung der Orientierungen angestrebt.

Einige Stoffe werden bei niedrigen Temperaturen spontan magnetisiert infolge der Wechselwirkung der magnetischen Momente der Atome im Kristallverband. Solche Stoffe werden in vier Klassen eingeteilt: ferromagnetisch, antiferromagnetisch, ferrimagnetisch und helimagnetisch. [9].

Ferromagnetische Substanzen sind schon seit langem bekannt und sind seit über 100 Jahren technologisch interessant. Die Existenz der anderen Klassen ist noch nicht so lange bekannt. Der Antiferromagnetismus wurde von NEEL zuerst in den 30^{er} Jahren aufgeklärt, spätere Verallgemeinerungen dieser Idee führten zur Entdeckung des Ferrimagnetismus und des Helimagnetismus.

In einem ferromagnetischen Material begünstigt die Wechselwirkung im Kristallgitter eine parallele Ausrichtung der ato-

maren magnetischen Momente. Beim absoluten Nullpunkt der Temperaturskala ist die Ausrichtung vollständig, und die spontane Magnetisierung hat ihren maximal möglichen Wert. erreicht, man spricht von Sättigungsmagnetisierung. Mit zunehmender Temperatur wird die statistische Unordnung wirksam. Die spontane Magnetisierung nimmt mit zunehmender Temperatur ab, zuerst langsam, dann immer schneller, bis sie schließlich bei einer charakterisischen Temperatur, der Curietemperatur, verschwindet. Die Magnetisierung ist eine makroskopische Größe, die man nach erfolgter Ausrichtung durch ein äußeres Magnetfeld durch Messung der Suszeptibilität bestimmen kann, etwa mit einer magnetischen Waage. Bestimmt man die Suszeptibilität in Abhängigkeit von der Temperatur, so läßt sich durch Extrapolation die Sättigungsmagnetisierung sowie die Curietemperatur bestimmen. Das Magnetfeld am Ort eines Gitteratomkerns kann beträchtliche Werte annehmen und ist nicht notwendig von der Ausrichtung durch ein äußeres Feld abhängig. Nun kann man sich leicht vorstellen, daß das innere Feld mit der Magnetisierung korreliert ist, rühren doch beide vom resultierenden magnetischen Moment der Atomhüllen her. Die Proportionaltät zwischen beiden Größen ist jedoch nicht trivial.

Um gemessene Daten für die Magnetisierung und das innere Magnetfeld zu diskutieren, ist es wünschenswert, eine Modellvorstellung von der spontanen Magnetisierung zu haben. Man kann als einfachste Näherung ein einzelnes Atom betrachten und seine Wechselwirkung mit dem umgebenden Kristallgitter durch ein effektives Magnetfeld beschreiben. Eine solche Theorie wurde im Jahre 1907 von WEISS [9] aufgestellt. Hier wird die Annahme gemacht, daß das effektive Feld proportional der makroskopischen Magnetisierung im Kristall ist. WEISS nannte sein Feld " Molekularfeld". Die Theorie baut auf der Berechnung der paramagnetischen Suszeptibilität von LANGEVIN auf. Es ist also die wesentliche Voraussetzung dieser Theorie, daß das innere Feld der makroskopischen Magnetisierung proportional ist. Der Proportionalitätsfaktor fällt in der reduzierten Darstellnug heraus. Wir schreiben

$$\frac{H_{eff}(T)}{H_{eff}(0)} = \frac{J(T)}{J(0)} \qquad (1)$$

wobei H_{eff} das effektive Magnetfeld bei der Temperatur T, etwa das am Kernort gemessene Magnetfeld, und $H_{eff}(0)$ das Feld beim Temperaturnullpunkt ist, J(T) ist die Magnetisierung und J(0) die Sättigungsmagnetisierung. Für einen Gesamtspin S des betreffenden Atoms liefert die Molekularfeldtheorie den Ausdruck [9][10]

$$\frac{H_{eff}(T)}{H_{eff}(0)} = \frac{J(T)}{J(0)} = B_S\left(\frac{S \cdot g \cdot \mu_B \cdot H}{k \cdot T} + \frac{3 \cdot S \cdot T_C \cdot J(T)}{(S+1) \cdot T \cdot J(0)}\right) \qquad (2)$$

in einem äußeren Magnetfeld H. Hierin bedeutet T_C die Curietemperatur und $B_S(x)$ die Brillouin- Funktion mit dem Argument x für einen Gesamtspin S der Atonhülle. Der erste Term im Argument der Brillouin- Funktion rührt von der durch das äußere Feld induzierten Magnetisierung her, g ist der Lande sche g-Faktor, μ_B das Bohr sche Magneton und k die Boltzmannkonstante Der zweite Term entspricht der spontanen Magnetisierung. Die Brillouin- Funktionen sind für verschiedene Drehimpulse tabelliert [9] , damit kann man theoretische Kurven $H_{eff}(T)$ angeben. Dies werden wir in Kap. 5.2.4 tun, um diese theoretischen Kurven mit unseren Messungen zu vergleichen.

Über die Natur der Wechselwirkung in ferromagnetischen Stoffen macht die Molekularfeldtheorie von WEISS keine Aussage. HEISENBERG hat gezeigt, daß die Wechselwirkung auf quantenmechanisch zu beschreibende Austauschkräfte zurückzuführen ist.

Von den verschiedenen Klassen der magnetischen Stoffe wollen wir noch kurz auf den Ferrimagnetismus eingehen, denn das Sm_6Mn_{23} ist ferrimagnetisch [5] . Im Gegensatz zu den ferromagnetischen Stoffen , wo sich identische Atome auf trans-

torisch äquivalenten Gitterplätzen befinden, werden Materialien mit nicht äquivalenten Untergittern gewöhnlich ferrimagnetisch genannt. Das Phänomen des Ferrimagnetismus wurde während der letzten 20 Jahre eifrig untersucht, weil ferrimagnetische Stoffe wie die Ferrite, Garnets und metallische Verbindungen mit Übergangsmetallen überhaupt große technologische Bedeutung erlangt haben. In der theoretischen Behandlung des Ferrimagnetismus wendet man mit Erfolg die Molekularfeldtheorie an, allerdings können in expliziten Rechnungen sehr komplizierte Ausdrücke auftreten. Die grundsätzliche Vorstellung vom Ferrimagnetismus ist jedoch das Vorhandensein verschiedener Untergitter.

2.2 Die ungestörte Winkelververteilung der Gammastrahlung nach Coulombanregung.

Durch Beschuß mit beschleunigten Ionen werden Targetkerne mit einem Wirkungsquerschnitt, der von der Einschießenergie und der Kernladung von Geschoßteilchen und Targetkern abhängt, coulombangeregt. Bezogen auf die Einschießrichtung, siehe Fig. 1 , zeigt die emittierte Gammastrahlung eine Winkelverteilung der Form

$$W(\Theta) = 1 + a_2^{E\lambda}(\eta_i,\xi)\, A_2\, P_2(\cos\Theta) + a_4^{E\lambda}(\eta_i,\xi)\, A_4\, P_4(\cos\Theta) \quad (3)$$

$P_2(\cos\Theta)$ und $P_4(\cos\Theta)$ sind Legendrepolynome, A_2 und A_4 sind Koeffizienten, die durch die beteiligten Nukleonenspins und die Multipolordnung der emittierten Gammastrahlung bestimmt sind. Die Faktoren $a_2^{E\lambda}(\eta_i,\xi)$ und $a_4^{E\lambda}(\eta_i,\xi)$ beschreiben den Coulombanregungsprozeß, wobei die Größen η,ξ durch [11]

$$\eta = Z_1 Z_2 e^2 / \hbar v \quad (4)$$

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 e^2}{\hbar v} \frac{\Delta E}{2E} \quad (5)$$

definiert sind. Hierin bedeuten $Z_1 e$ und $Z_2 e$ die Ladung von Projektil und Targetkern, v ist die Geschwindigkeit des einfallenden Teilchens, E dessen kinetische Energie und ΔE die Anregungsenergie. Die Rechnung ergibt mit gewissen Näherungen [11] für den Parameter η nach (4) für den Anfangszustand

$$\eta_i = \frac{Z_1 Z_2}{2} \left(\frac{A_1}{10.008\ E/MeV} \right)^{1/2}$$

$$\xi = \frac{Z_1 Z_2 A_1^{1/2} \Delta E/MeV}{12.65\ (E/MeV - 1/2\,\Delta E/MeV)^{3/2}} \left(1 + 5/32 \cdot \left(\frac{\Delta E}{E}\right)^2 + ..\right) \qquad (6)$$

worin A_1 die Massenzahl des Projektils ist. Die a_2 und a_4 sind von ALDER et al. [11] tabelliert worden, dort findet man auch die A_2 und A_4 . Aus den graphischen Darstellungen für a_2 (η_i, ξ) und a_4 (η_i, ξ) ist ersichtlich, daß a_4 für eine bestimmte Einschußenergie verschwindet. Wir erhalten dann statt (3)

$$W(\Theta) = 1 + a_2^{E\lambda}(\eta_i, \xi)\, A_2 \cdot P_2(\cos\Theta) \qquad (3a)$$

Der obere Index $E\lambda$ bezeichnet den Strahlungstyp, "E" steht für den elektrischen Typ, 2^λ ist die Multipolordnung der emittierten Gammastrahlung. Da es sich bei den interessierenden Übergängen im ^{152}Sm und ^{154}Sm um Übergänge von einem 2^+- Zustand in den 0^+- Grundzustand handelt [12], liegt hier eine reine elektrische Quadrupolstrahlung vom Typ E2 vor.

2.3 Die gestörte Winkelverteilung der Gammastrahlung nach Coulombanregung.

Wir haben in Kap. 2.2 die Winkelverteilung der Gammastrahlung nach Coulombanregung durch (3a) beschrieben. Bei Wechselwirkungen im angeregten Zustand nimmt die Winkelverteilung eine

geänderte Form an. Ein statisches Magnetfeld verursacht eine Wechselwirkung mit dem magnetischen Dipolmoment des Kerns, indem das Feld den Vektor des magnetischen Dipolmoments in die Feldrichtung auszurichten sucht. Das Resultat ist eine Larmorpräzession des Vektors um die Feldrichtung. Die Larmorfrequenz ist durch

$$\omega_L = \frac{\mu H}{I \hbar} = \frac{g \mu_K H}{\hbar} \qquad (7)$$

gegeben [13] . Hierin bedeutet g den Kern- g- Faktor, μ das magnetische Moment und μ_K das Kernmagneton. Dieser Larmorpräzession entspricht eine (2I + 1)- fache äquidistante Aufspaltung des angeregten Niveaus mit dem Drehimpuls I um

$$\Delta E = \hbar \omega_L \qquad (7a)$$

Die Situation ist etwas komplizierter im Falle der elektrischen Wechselwirkung. Da es kein elektrisches Dipolmoment des Kerns gibt, erfolgt keine Wechselwirkung im homogenen elektrischen Feld. Das elektrische Quadrupolmoment des Kerns wechselwirkt jedoch mit elektrischen Feldgradienten. Unter dem elektrischen Feldgradienten versteht man den Tensor

$$\frac{\partial^2 V}{\partial x_i \partial x_k} = V_{ik}$$

der zweiten Ableitungen des elektrischen Potentials nach den Ortskoordinaten. In Hauptachsendarstellung verschwinden alle Komponenten dieses Tensors bis auf die Diagonalglieder V_{xx}, V_{yy} und V_{zz}. Bei Axialsymmetrie um die z- Achse gilt $V_{xx} = V_{yy}$, und wegen der Poissongleichung $\Delta V = 0$ genügt in diesem Fall die Angabe von V_{zz} zur vollständigen Charakterisierung des elektrischen Feldgradienten. Im Fall eines axialasymmetrischen Feldgradienten charakterisiert die zusätzliche Angabe des Parameters

$$\eta_A = \frac{V_{xx} - V_{yy}}{V_{zz}} \quad ,$$

der die Asymmetrie beschreibt, den Tensor vollständig. Im Falle axialsymmetrischer Feldgradienten ergibt sich infolge der Wechselwirkung mit dem elektrischen Quadrupolmoment des Kerns eine Energieaufspaltung [13]

$$\Delta E_{el} = \hbar\omega_o \cdot \frac{1}{6} \left\{ 3\, m^2 - I\cdot(I + 1) \right\} \qquad (8)$$

mit $$\omega_o = \frac{e\, Q\, V_{zz}}{\hbar} \cdot \frac{3}{2\, I\cdot(2I - 1)} \qquad (8a)$$

Aus (8) ist ersichtlich, daß die Energieaufspaltung nicht äquidistant ist, da ΔE_{el} quadratisch von m abhängt. Es ergeben sich demnach mehrere charakteristische Wechselwirkungsfrequenzen, je nach der Orientierung des Drehimpulsvektors I. bezogen auf die Symmetrieachse.

Die Gleichungen (7) und (8) besagen, daß man durch Ausmessung der Wechselwirkungsfrequenzen Kernmomente bestimmen kann, sofern man die Felder bzw. Feldgradienten kennt. Umgekehrt lassen sich letztere bei Kenntnis der Kernmomente bestimmen. Die Felder können statisch oder zeitabhängig sein, es kann sich um Felder handeln, die von der Elektronenhülle des Atoms selbst, von Nachbaratomen etwa im Kristallverband oder durch externe Versuchsbedingungen erzeugt werden. Im Falle der elektrischen Quadrupolwechselwirkung ist man auf sehr hohe Feldgradienten angewiesen, wenn man aus der Bestimmung der Wechselwirkungsfrequenzen, die im ns- Bereich der Größenordnung 100 MHz entsprechen, Quadrupolmomente bestimmen möchte. Da die Quadrupolmomente bei deformierten Kernen in der Größenordnung 10^{-24} cm^2 liegen [14] , wären Feldgradienten der Größenordnung 10^{17} V/cm^2 erforderlich. Derart hohe Feldgradienten

lassen sich künstlich nicht erzeugen, man kann sie höchstens realisieren, wenn sich die betrachteten Kerne in nicht kubischen Kristallgittern befinden.

Ein Experiment zur Bestimmung von Kernmomenten wird man zweckmäßigerweise so einrichten, daß in bestimmten Spezialfällen die Verhältnisse sehr übersichtlich werden. So ergibt sich für den Fall, daß ein statisches Magnetfeld senkrecht auf der Ebene steht, die durch Einschußrichtung und Zählerachse aufgespannt wird, folgender Verlauf der gestörten Winkelverteilung

$$W(\theta,H,t) = 1 + a_2^{E2} \cdot A_2 \quad P_2\,(\cos(\theta - \omega_L t)) \qquad (9)$$

Beim Nachweis der Strahlung, deren Winkelverteilung durch (9) gegeben wird, spielt die Zerfallswahrscheinlichkeit des angeregten Niveaus eine Rolle, so daß die Wahrscheinlichkeit, das Quant unter dem Winkel θ nach der Zeit t nach erfolgter Anregung nachzuweisen, durch (9a) gegeben wird :

$$W'(\theta,H,t) = \exp(-t/\tau)\,(\,1 + a_2^{E2} \cdot A_2 \quad P_2(\cos(\theta-\omega_L t))) \qquad (9a)$$

$$= \exp(-t/\tau)\,(\,1 + \frac{a_2^{E2}\,A_2}{4} + \frac{3\,a_2^{E2}\,A_2}{4} \cos 2\,(\theta-\omega_L t))$$

Das Zeitintervall, in dem eine Wechselwirkung mit der Umgebung beobachtbar ist, wird von der Lebensdauer des angeregten Zustandes bestimmt. Für die Messung der Störung müssen wir die endliche Auflösung der Koinzidenzanordnung berücksichtigen. Bezeichnen wir mit $2\,\tau_0$ die Halbwertsbreite der prompten Kurve, die ein Maß für das zeitliche Auflösungsvermögen ist, so wird das interessierende Quant im Zeitintervall $t - \tau_0$, $t + \tau_0$ nachgewiesen. Die zeit- und winkelabhängige Verteilung der emittierten Gammastrahlung wird dann durch

$$W(\theta,H,t) = \frac{\int_{t-\tau_0}^{t+\tau_0} \exp(-t'/\tau) \cdot W(\theta,H,t')\,dt'}{\int_{t-\tau_0}^{t+\tau_0} \exp(-t'/\tau)\,dt'}$$

gegeben [13]. $W(\theta,H,t)$ ist die gestörte Winkelverteilung

(9), gemessen im Zeitintervall $t - \tau_o$, $t + \tau_o$. Ist die Auflösezeit unendlich groß, so wird die "integrale" Winkelkorrelation gemessen. Sie wird durch

$$W_\infty(\Theta,H,t) = \frac{1}{\tau} \int_{-\infty}^{+\infty} \exp(-t'/\tau) \cdot W(\Theta,H,t') \, dt' \qquad (11)$$

gegeben [13], d.h. es wird über die individuellen Lebensdauern der angeregten Kerne gemittelt. Wenn man jedoch die individuellen Lebensdauern der Kerne im angeregten Zustand mitregistriert und die Koinzidenzereignisse nach Lebensdauern sortiert, so kann die Larmorpräzessionsfrequenz "differentiell" betimmt werden. In dieser differentiellen Messung der gestörten Winkelkorrelation besteht die Spinpräzessionsmethode.

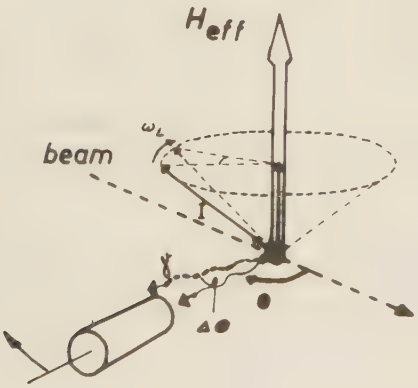


Fig. 1 Prinzip der Spinpräzessionsmethode.

Fig. 1 beschreibt das Prinzip der Spinrotationsmessung. I ist der Drehimpuls des angeregten Targetkerns, er präzediert mit dem vektor des magnetischen Dipolmoments um die Feldrichtung H_{eff}. Auf die Drehrichtung kommen wir in Kap. 5.2.5 zurück. Durch die Larmorpräzession ändert sich die Wahrschein-

lichkeit, daß nach der mittleren Lebensdauer τ das emittierte Quant unter einem Winkel Θ, bezogen auf die Einschießrichtung, nachgewiesen werden kann. Die Winkelverteilung (3a) wird "gestört" . Im Falle des stationären homogenen Magnetfeldes ist ein Zeitspektrum, daß man unter einem Winkel Θ mißt, es hat die Gestalt **(9a)**, mit der doppelten Larmorfrequenz moduliert. Mißt man unter einem um 90° geänderten Winkel, so ist die Modulation gerade um $\tau/2$ verschoben. Man trägt deshalb die Größe

$$R(t) = \frac{F(\Theta,H,t) - F(\Theta+90^\circ,H,t)}{F(\Theta,H,t) + F(\Theta+90^\circ,H,t)} \qquad (12)$$

auf, worin

$$\begin{aligned} F(\Theta,H,t) &= N_1 \cdot W(\Theta,H,t) \\ F(\Theta+90^\circ,H,t) &= N_2 \cdot W(\Theta+90^\circ,H,t) \end{aligned} \qquad (12a)$$

gesetzt wurde, die N_1, N_2 sind Normierungsfaktoren. Setzt man in (12) mit (12a) den Ausdruck **(9a)** ein, so ergibt sich :

$$R(t) = \frac{N_1 - N_2 + (N_1 - N_2)\frac{a_2A_2}{4} + (N_1 + N_2)\frac{3a_2A_2}{4}\cos 2(\Theta-\omega_L t)}{N_1 + N_2 + (N_1 + N_2)\frac{a_2A_2}{4} + (N_1 - N_2)\frac{3a_2A_2}{4}\cos 2(\Theta-\omega_L t)}$$

$$= \frac{N_1 - N_2 + (N_1 - N_2)\frac{a_2A_2}{4}}{N_1 + N_2 + (N_1 + N_2)\frac{a_2A_2}{4} + (N_1 - N_2)\frac{3a_2A_2}{4}\cos 2(\Theta-\omega_L t)}$$

$$+ \frac{(N_1 + N_2)\frac{3a_2A_2}{4} \cdot \cos 2(\Theta-\omega_L t)}{N_1 + N_2 + (N_1 + N_2)\frac{a_2A_2}{4} + (N_1 - N_2)\frac{3a_2A_2}{4}\cos 2(\Theta-\omega_L t)}$$

(13)

Die beiden Anteile, die noch eine gleichphasige Zeitabhängigkeit enthalten, wollen wir mit "Untergrundterm" und "Amplitudenfaktor" bezeichnen. Kürzen wir den Untergrundterm mit A_0 und den Amplitudenfaktor mit A ab, so erhalten wir :

$$R(t) = A_0 + A \cdot \cos 2 (\theta - \omega_L t) \qquad (14)$$

Der Untergrundterm A_0 verschwindet, wenn die beiden Spektren $F(\theta,H,t)$ und $F(\theta+90^\circ,H,t)$ auf gleiche Fläche unter der Kurve normiert sind, d.h. wenn $N_1 = N_2$ ist. Dann ist speziell

$$R(t) = \frac{3\, a_2\, A_2}{4 + a_2\, A_2} \cos 2 (\theta - \omega_L t) \qquad (15)$$

Der Winkel θ, unter dem gemessen wird, bestimmt lediglich die Phasenlage, etwa im Zeitpunkt $t = 0$. Man ersieht aus (13) oder (15), daß die Koeffizienten $a_2\, A_2$ die Amplitude des R(t)-Verlaufs bestimmen. Bei $N_1 \neq N_2$ wird nach (13) die Amplitude außerdem etwas verkleinert.

Nach (14) bzw. (13) läßt sich die Larmorfrequenz ω_L aus dem R(t)- Verlauf bestimmen, wenn R(t) gemäß (12) aus den gemessenen Zeitspektren, die unter θ und $\theta + 90^\circ$ gemessen wurden, gebildet wurden. An den so ermittelten R(t)- Verlauf läßt sich eine Cosinuskurve mit den vier Parametern A_0, A, θ und ω_L anpassen, wenn $\omega_L \cdot \tau$ von der Größenordnung 1 ist, dann sind auf dem exponentiellen Abfall eines Zeitspektrums $F(\theta,H,t)$, wobei sich dieser in unserem Fall auf etwa 4τ erstreckt, einige Halbwellen der Modulation beobachtbar. Es gibt aber auch andere Auswerteverfahren, z.B. nach SCHARENBERG [2] , wo die Wechselwirkungsfrequenz auch dann bestimmt werden kann, wenn nur ein Teil einer vollen Periode auf dem exponentiellen Abfall des Zeitspektrums zu erkennen ist.

Voraussetzung für die Bestimmung von ω_L gemäß (12) und (14) ist, daß die Ursache für eine Störung der Winkelkorrelation

in reiner magnetischer Wechselwirkung liegt und wir bei verschwindendem a_4- Term von dem vereinfachten Ausdruck (3a) für die Winkelkorrelation ausgehen können. Wir haben den oben erwähnten Spezialfall des senkrechten Magnetfeldes experimentell realisieren können, müssen jedoch prüfen, ob wir andere Störungen ausschließen können.

von der Kristallstruktur der untersuchten Probe her, Sm_6Mn_{23} besteht aus einem kubisch flächenzentrierten Gitter der Raumgruppe Fm3m [5][6] , kann man bestehende elektrische Feldgradienten nicht von vornherein ausschließen. Wir wollen daher im folgenden versuchen, die zu erwartenden Wechselwirkungsfrequenzen abzuschätzen. Die g- Faktoren für die ersten angeregten Zustände im Sm sind bekannt , es ist

$g = 0.288(29)$ für das 82 keV- Niveau im ^{154}Sm und
$g = 0.277(28)$ für das 122 keV- Niveau im ^{152}Sm [2] .

Wenn man für ferrimagnetische Stoffe Magnetfelder der Größenordnung 100 bis 1000 kOe annimmt, in Kap. 5.1 werden wir berichten, daß wir je nach der Targettemperatur Felder zwischen 250 und 1300 kOe gemessen haben, so entspricht das nach (7) Wechselwirkungsfrequenzen von 55 bis 260 MHz.

Nun beträgt das elektrische Quadrupolmoment für den Kern ^{154}Sm im ersten angeregten Zustand

$$Q = 1.71\ 10^{-24} cm^2 \quad \text{und}$$
$$Q = 1.57\ 10^{-24} cm^2$$

für den ersten angeregten 2^+- Zustand im ^{152}Sm. Diese Werte haben wir nach

$$Q = \frac{I}{I+1} \cdot \frac{2I-1}{2 \cdot I + 3} \cdot Q_o \qquad (16)$$

[14][26] aus den in [14] angegebenen Q_o- Werten berechnet. Mit diesen Werten für das Quadrupolmoment und Wechselwirkungsfrequenzen der Größenordnung 100 MHz ergeben sich für I = 2

Feldgradienten der Größenordnung $V_{zz} = 10^{18}$ V/cm^2. Derartig hohe Feldgradienten treten in nicht kubischen Kristallstrukturen durchaus auf, sind von uns z.B. in einigen Difluoriden am Ort des ^{19}F- Kerns gemessen worden, im BeF_2 ist $V_{zz} = 0.92 \cdot 10^{18}$ V/cm^2. [27]

Wir haben an einigen unserer gemessenen Zeitspektren versuchsweise theoretische Kurven unter Annahme einer gemischten Wechselwirkung angepaßt, d.h. wir haben außer der magnetischen Wechselwirkungsfrequenz auch elektrische Wechselwirkungsfrequenzen $\omega_{el} = n \cdot \omega_{magn.}$ mit variiertem n angesetzt. Die gemessenen Spektren wurden optimal durch Annahme einer reinen magnetischen Wechselwirkung angepaßt. Wir schließen hieraus, daß wir eine elektrische Quadrupolwechselwirkung vernachlässigen können, siehe Anhang 7.2 .

2.4 Die Form des gemessenen Zeitspektrums.

Das Zeitspektrum mit Spinpräzession wird durch den Ausdruck (9a) beschrieben. Nun hat unsere Meßanordnung ein endliches zeitliches Auflösungsvermögen, und das zu messende Zeitspektrum wird nicht in idaler Weise wiedergegeben. Diesen Einfluß der Apparatur beschreibt man mathematisch durch ein Faltungsintegral. Der gegebene funktionale Zusammenhang wird mit der Funktion $P(t-t')$, welche die Apparatur beschreibt, gefaltet, und man erhält so einen Ausdruck für die gemessene Größe $F(\Theta,H,t)$:

$$W(\Theta,H,t) = \int_{-\infty}^{+\infty} W(\Theta,H,t') \; P(t-t') \; dt' \qquad (17)$$

Die Apparatefunktion P entspricht einer gemessenen prompten Kurve, das ist das Zeitspektrum eines Überganges, der für die gegebene Apparatur prompt ist.

Es ist aufschlußreich, den Einfluß der begrenzten zeitlichen Auflösung auf die Gestalt des modulierten Zeitspektrums zu veranschaulichen. Als Maß für das zeitliche Auflösungsvermögen wollen wir die Halbwertsbreite der prompten Kurve heranziehen und diese mit $2\tau_o$ bezeichnen. Mit zunehmendem τ_o

wird bei fester Lebensdauer τ die Amplitude der Modulation kleiner, aber die Frequenz bleibt erhalten, von Verfälschungen des idealen Verlaufs im Bereich des Zeitnullpunktes abgesehen. Dies wurde von HRYNKIEWICZ [16] untersucht, indem er der einfachen Rechnung wegen rechteckige Form der Breite $2\tau_0$ für die prompte Kurve annimmt. Fig. 2 zeigt, wie sich aufgrund dieser Rechnung die Modulation in Abhängigkeit von

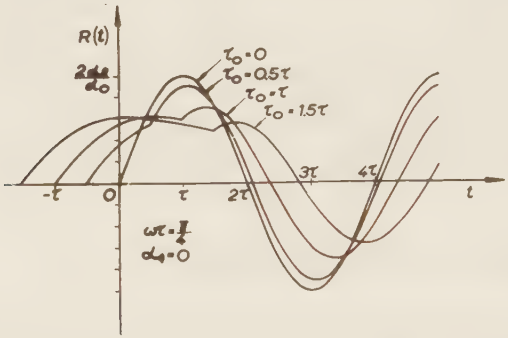


Fig. 2 Einfluß der zeitlichen Auflösung auf die Modulation nach [16].

der zeitlichen Auflösung $2\tau_0$, angegeben in Vielfachen der Lebensdauer τ, verändert. Im Bereich des Zeitnullpunktes ist die Beeinflussung besonders ausgeprägt, es ergibt sich eine Verschiebung über den Zeitnullpunkt hinaus, die Amplitude wird mit zunehmendem τ_0 herabgesetzt, die Nulldurchgänge werden in dieser groben Rechnung bei größeren t äquidistant verschoben. Das wesentliche Ergebis ist jedoch, daß die Frequenz ab $t = 2\tau$ unverfälscht wiedergegeben wird.

Um die tatsächlichen Verhältnisse genauer wiederzugeben, haben wir versucht, das Faltungsintegral (17) mit einer Apparatefunktion P, die der Form der gemessenen prompten Kurven entspricht, auszuführen. Wir haben dies mit Hilfe

eines Rechenprogrammes durchgeführt, indem für die prompte Kurve ein asymmetrischer Verlauf, zusammengesetzt aus einem Parabelstück um das Maximum herum und zwei verschieden steilen Exponentialausläufern, angesetzt wurde. Dieser Verlauf gibt recht gut die Form der gemessenen prompten Kurven, siehe Fig. 12, wieder. Wir haben auf diese Weise theoretische Kurven R(t) nach (9a), (12) und (17) berechnet. Dabei wurden die für den vorliegenden Fall des 82 keV - Übergangs im ^{154}Sm gegebenen Parameter verwendet:

$$\tau = 4.35 \text{ ns} \quad [1]$$

$$a_2 A_2 = 0.3 \quad \text{siehe Kap. 2.5}$$

$$\frac{\omega_L}{2\pi} = 66.8 \cdot 10^6 \text{ s}^{-1}, \text{ das entspricht einer}$$

Periodemlänge 15 ns. Um den Einfluß der zeitlichen Auflösung auf den Kurvenverlauf zu untersuchen, haben wir die Halbwertsbreite $2\tau_o$ der prompten Kurve variiert und den theoretischen Verlauf der R(t) - Kurven berechnet. Das Ergebnis der Rechnungen wird in der Fig. 3,a - c wiedergegeben. Die Bilder haben wir direkt vom Bildschirm unserer Rechenanlage CAE 90-40 abfotografiert. Die Halbwertsbreite der prompten Kurve ist wie folgt variiert worden:

a) $2\tau_o = 0.1\,\tau = 0.43$ ns
b) $2\tau_o = 0.5\,\tau = 2.18$ ns
c) $2\tau_o = 1.0\,\tau = 4.35$ ns
d) $2\tau_o = 1.5\,\tau = 6.09$ ns
e) $2\tau_o = 2.0\,\tau = 8{,}70$ ns

Es sei hier erwähnt, daß sich in unseren Experimenten für die Zeitspektren des 82 keV-Niveaus im ^{154}Sm $2\tau_o = 0.65\tau$ ergab, für die Zeitspektren des 122 keV-Niveaus im ^{152}Sm ist $2\tau_o = 1.9\tau$. Ein Vergleich der Rechenergebnisse in Fig 3 a - e zeigt, daß die Amplitude der Schwingung bei Verschlechterung der zeitlichen Auflösung erheblich verkleinert wird und daß die Nulldurchgänge in dieser genaueren Rechnung nicht merklich verschoben werden. Das für uns wesentliche

Ergebnis ist, daß die Frequenz nicht verfälscht wird. Es ergibt sich wieder eine Rückwirkung über den Zeitnullpunkt hinaus. Man sieht, daß das Ergebnis qualitativ mit dem der groben Rechnung von HRYNKIEWICZ [16] übereinstimmt. Wir ziehen hieraus die Folgerung, daß es für die Auswertungen unserer Messungen in Kap. 4.6 nicht erforderlich ist, die Faltung (17) numerisch auszuführen, wir können uns darauf beschränken, an die gemessene R(t)-Verteilung (12) eine Kosinuskurve anzupassen. Die Größe, die nach (6) für die Bestimmung des effektiven Magnetfeldes zu messen ist, ist die Wechselwirkungsfrequenz ω_L .

Als nächstens haben wir bei vorgegebener Halbwertsbreite der prompten Kurve, die wir gemäß den bei uns gegebenen Bedingungen gleich 2.8 ns setzten, die Auswirkung einer Frequenzerhöhung auf die Form der theoretischen R(t)-Kurven untersucht. Das Ergebnis wird in Fig. 4 a - d gezeigt. Wir sehen, daß die Amplitude der Schwingung bei Frequenzerhöhung erheblich herabgesetzt wird. Das hat für uns die Folge, daß bei hohen Wechselwirkungsfrequenzen, bei Feldern von einigen hundert kOe beträgt die Periodenlänge gerade einige ns, die Amplituden klein ausfallen trotz hoher Anisotropie der Winkelverteilung, die nach (3 a),(13) und (14) bestimmend für die Amplitude der Schwingung ist.

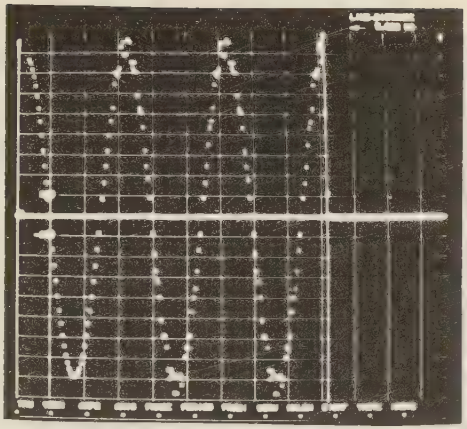


Fig 3,a
$2\tau_o = 0.1\ \tau$

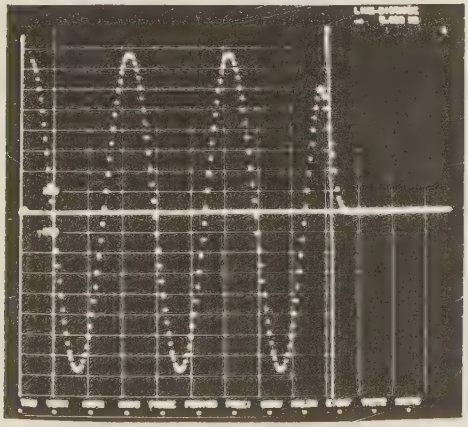


Fig. 3,b
$2\tau_o = 0.5\ \tau$

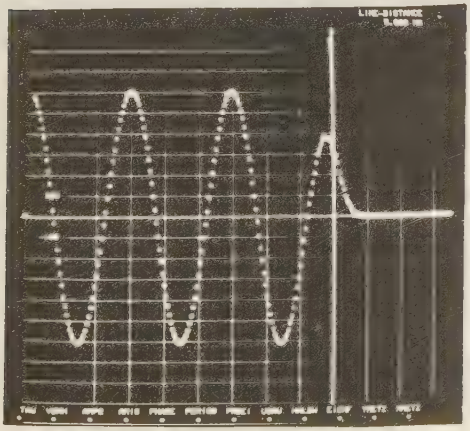


Fig 3,c
$2\tau_o = 1.0\ \tau$

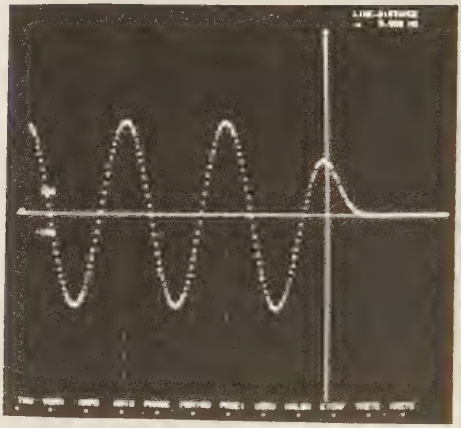


Fig. 3,d
$2\tau_o = 1.5\,\tau$

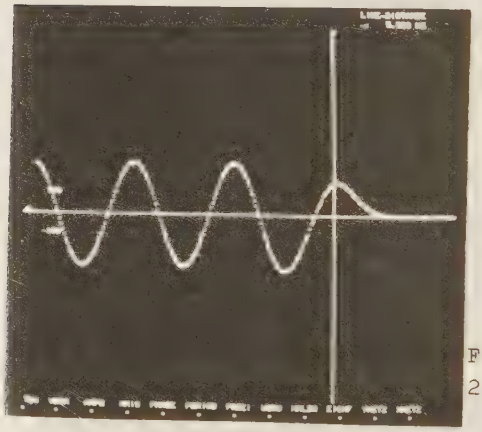


Fig. 3,e
$2\tau_o = 2.0\,\tau$

Fig. 3,a-e Der Einfluß der zeitlichen Auflösung auf den R(t)- Verlauf (14). Variiert wurde die Breite der prompten Kurve $2\tau_o$, angegeben in Vielfachen der Lebebsdauer τ. Der dicke vertikale Strich rechts im Bild deutet den Zeitnullpunkt an.

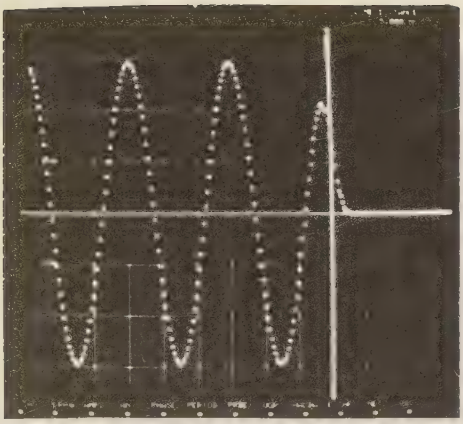


Fig. 4,a
T = 15 ns

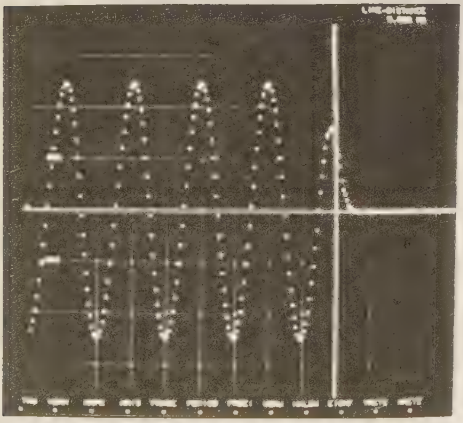


Fig. 4,b
T = 10 ns

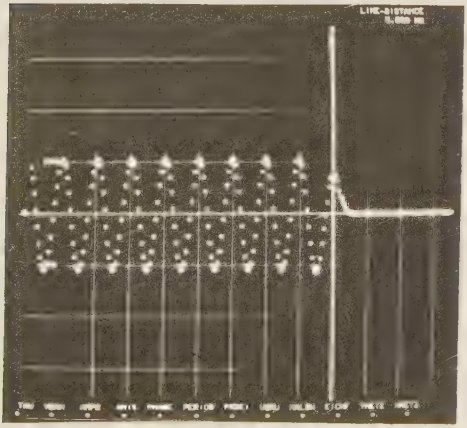


Fig. 4,c
T = 5.0 ns

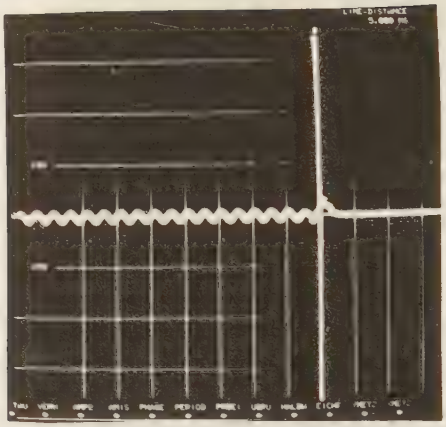


Fig. 4, d
T = 2.5 ns

Fig. 4, a-d Einfluß der Wechselwirkungsfrequenz auf die Amplitude der Modulation R(t) bei Konstanthaltung der übrigen Parameter in (14). Den gezeigten Bildern entsprechen die Wechselwirkungsfrequenzen ν_L bzw. die Periodenlängen $T = 1 / \nu_L$

a) ν_L = 66.8 MHz , T = 15 ns
b) ν_L = 100 MHz , T = 10 ns
c) ν_L = 200 MHz , T = 5 ns
d) ν_L = 400 MHz , T = 2,5ns .

3. Theoretische Voruntersuchungen zur Ermittlung der optimalen Bedingungen für den Coulombanregungsprozeß.

Für die Durchführung der Spinpräzessionsmessungen müssen wir zunächst die ersten angeregten Zustände im ^{152}Sm und ^{154}Sm anregen. Wir wollen im Folgenden erörtern, welche Teilchensorte und welche Einschußenergie für die Coulombanregung und die Spinpräzessionsmessung optimale Bedingungen liefert. Wie in Kap. 2.2 erwähnt, kann die Winkelverteilung für Gammastrahlung nach Coulombanregung nach ALDER et al. [11] berechnet werden.

Wir haben für Einschußenergien zwischen 1.5 und 4.5 MeV sowohl für Protonen als auch für He^+- Ionen als eingeschossene Teilchen die Winkelverteilungen der 82 keV- Strahlung im ^{154}Sm und der 122 keV- Strahlung im ^{152}Sm berechnet. Die berechneten Verteilungen haben wir einer Korrektur für die endliche Targetdicke unterzogen. Das war in unserem Fall, die Targetdicke betrug 0.1 mm, notwendig, weil in dicken Targets die eingeschossenen Teilchen gebremst werden, und ein Teilchen, das einen Kern im Innern der Targetschicht anregt, eine verminderte Einschußenerie mitbringen wird. Hierfür geben ALDER et al. [11] eine Korrekturformel an. Die Werte für die a_2^{E2}- Koeffizienten für dicke Targets sind in guter Näherung die gleichen wie die Koeffizienten für dünne Targets, wenn diese nur für eine effektive Einschußenergie berechnet werden, die um einen Faktor $(1 + \delta E_\lambda / E_o)$ kleiner als die tatsächliche Einschußenergie ist. Hier entspricht δE_λ einer effektiven Targetdicke. Mit den Korrekturtermen von ALDER haben wir die zunächst für dünne Targets berechneten a_2^{E2}- und a_4^{E2}- Koeffizienten korrigiert. Eine Auswahl der berechneten Koeffizienten ist in Tab. 1 zusammengestellt, die Korrektur für dicke Targets ist darin enthalten.

He^+	82 keV- Niveau im ^{154}Sm			122 keV- Niveau im ^{152}Sm		
E/MeV	a_2^{E2}	a_4^{E2}	A %	a_2^{E2}	a_4^{E2}	A %
2.4	0.72	- 0.025	41.5	0.90	- 0.075	48.8
2.7	0.68	- 0.015	39.5	0.86	- 0.065	47.4
2.9	0.63	- 0.008	37.5	0.81	- 0.055	44.6
3.2	0.61	- 0.000	36.8	0.78	- 0.035	43.0
3.5	0.56	+ 0.002	32.5	0.73	+ 0.030	41.9
3.7	0.51	+ 0.008	30.9	0.71	+ 0.025	40.8
4.0	0.47	+ 0.010	27.8	0.60	- 0.005	39.5

P	82 keV- Niveau im ^{154}Sm			122 keV- Niveau im ^{152}Sm		
E/Mev	a_2^{E2}	a_4^{E2}	A %	a_2^{E2}	a_4^{E2}	A %
2.2	0.36	0.019	22.0	0.46	0.015	29.7
2.4	0.34	0.020	21.7	0.40	0.017	27.5
2.6	0.31	0.020	20.0	0.39	0.019	26.5
2.8	0.29	0.021	17.4	0.36	0.020	23.0
3.2	0.21	0.020	13.0	0.31	0.020	20.5
3.5	0.18	0.020	11.3	0.26	0.020	18.5
4.0	0.12	0.019	7.8	0.23	0.021	16.0

Tab. 1 Die a_2^{E2} und a_4^{E2}- Koeffizienten der Winkelverteilungen der Gammastrahlung nach Coulombanregung, nach [11] für die 82 keV- Strahlung des ^{154}Sm und für die 122 keV- Strahlung des ^{152}Sm berechnet für Coulombanregung mit Protonen und He^+, ferner ist die Anisotropie A angegeben. Die Korrekturen für dicke Targets sind berücksichtigt.

Aus den berechneten Winkelverteilungen haben wir die Anisotropie der Strahlung bestimmt, wobei die Anisotropie A durch

$$A = \frac{W(0^\circ) - W(90^\circ)}{W(0^\circ)} \qquad (16)$$

definiert ist. Die Energieabhängigkeit der Anisotropie der betrachteten Strahlungsübergänge wird in Fig. 5 und Fig. 6 dargestellt. Man erkennt sofort, daß die Anisotropie der Gammastrahlung bei Beschuß mit He^+- Ionen viel größer ist

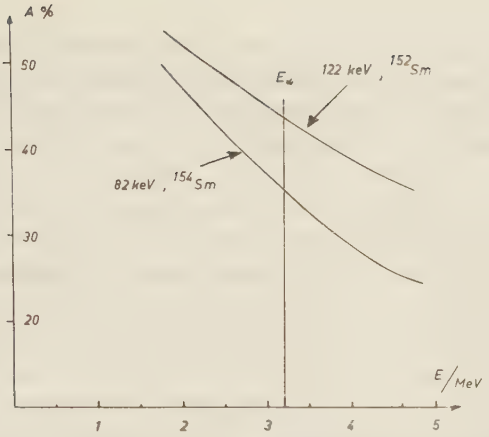


Fig. 5 Die Energieabhängigkeit der Anisotropie der 82 keV-Strahlung im ^{154}Sm und der 122 keV- Strahlung im ^{152}Sm nach Coulombanregung, nach [11] berechnet für He^{+}.

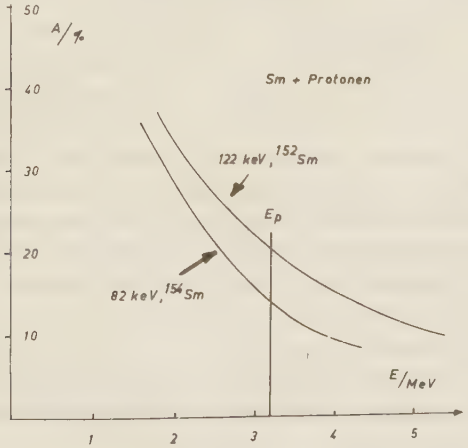


Fig. 6 Die Energieabhängigkeit der Anisotropie der 82 keV-Strahlung im ^{154}Sm und der 122 keV- Strahlung im ^{152}Sm nach Coulombanregung, nach [11] berechnet für Protonen.

als bei Protonenbeschuß mit gleicher Energie, außerdem nimmt sie mit abnehmender Einschießenergie stark zu. Es ergibt sich ferner, daß die Anistropie im Falle der 122 keV- Strahlung größer ist als für die 82 keV- Strahlung.

Die Berechnung der Koeffizienten a_2^{E2} und a_4^{E2} ergab, daß für E_α = 3.2 MeV im Falle der 82 keV- Strahlung der a_4- Term gerade verschwindet, im Falle der 122 keV- Strahlung ist er vernachlässigbar, siehe Tab. 1, dann ist der vereinfachte Ausdruck (3a) für die Winkelverteilung für deren Beschreibung ausreichend.

Im Interesse eines möglichst großen Effektes bei der Spinpräzessionsmessung wäre nach den obigen Betrachtungen also die Verwendung von He^+ - Ionen kleiner Energie für die Coulombanregung angebracht. Andererseits steigt der totale Wirkungsquerschnitt nach [11] und [25] mit der Energie an. Für den Wirkungsquerschnitt für Coulombanregung erhält man [25]

$$\sigma_{TOT} = \frac{2\pi^2}{25} \cdot \frac{1}{Z_2^2 e^2} \left(\frac{mv}{\hbar}\right)^2 \cdot B_e(2) \cdot g_2(\xi) ,$$

worin m die reduzierte Masse und $Z_2 \cdot e$ die Ladung des Targetkerns bedeutet. Die konstante Größe B_e (2) beschreibt die Übergangswahrscheinlichkeit für den inversen Prozeß der Emission von E2-Gammastrahlung nach erfolgter Anregung. Der Faktor $g_2(\xi)$ hängt vom Parameter ξ nach (5) ab, die Werte $g_2(\xi)$ sind in [11] tabelliert.

Wir werden also einen Kompromiß suchen müssen zwischen ausreichender Anisotropie der Gammastrahlung und hinreichender Ausbeute.

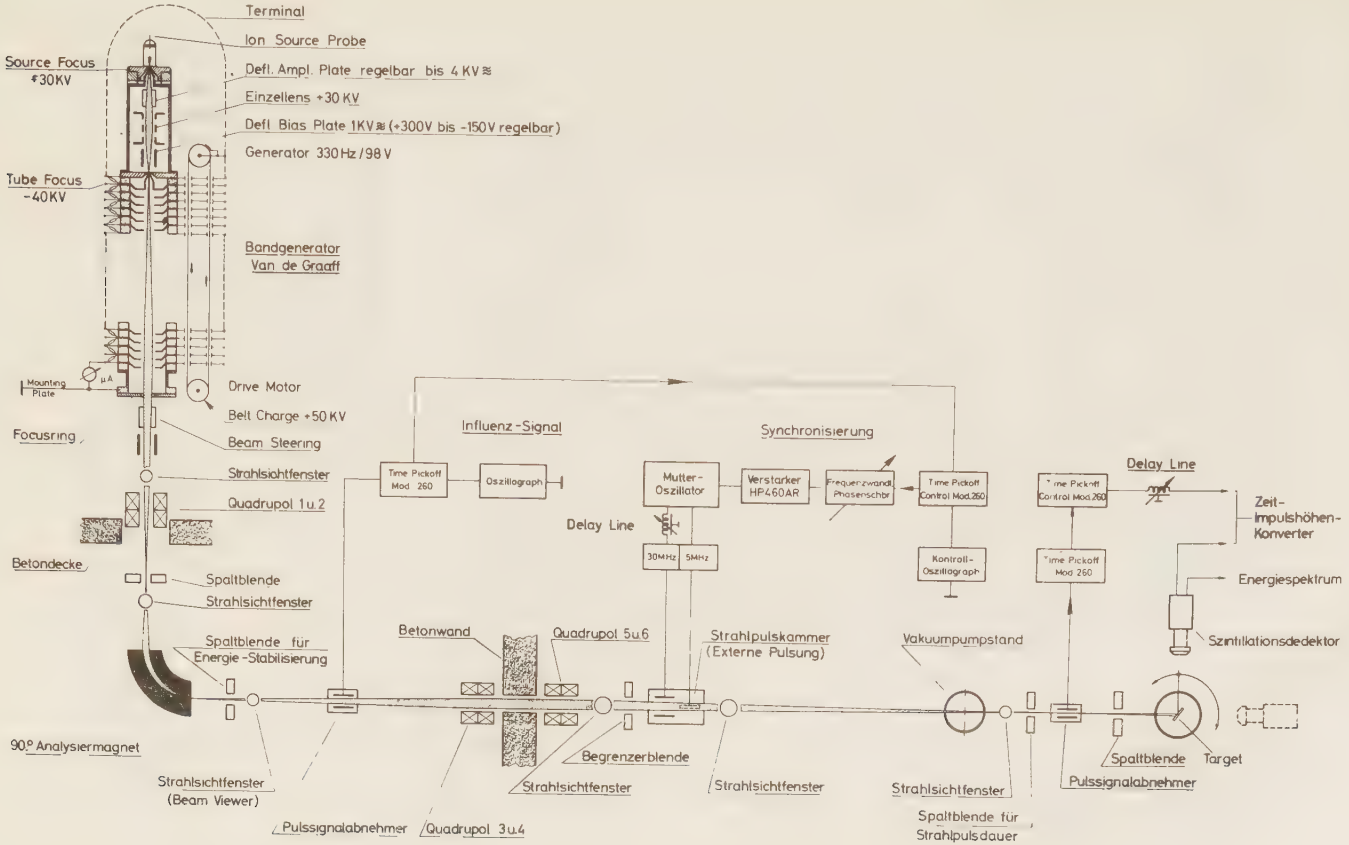
Außer der geringeren Anistropie der Gammastrahlung nach Coulombanregung mit Protonen bieten letztere einen weiteren Nachteil. Beim Beschuß des Sm_6Mn_{23} läßt sich natürlich nicht die Reaktion mit den ^{55}Mn- kernen vermeiden. Ungünstigerweise

ist gemäß der Zusammensetzung der Probe der Mn- Gehalt groß und die Schwelle für (p,n)- Reaktionen des ^{55}Mn liegt bei 1.03 MeV [15] , man muß also mit einem starken Neutronenuntergrund rechnen, wenn mit Protonen von etwa 3 MeV coulombangeregt werden soll.

4. Durchführung der Experimente.

4.1 Die meßanordnung (Überblick).

Unsere Messungen wurden mit dem intern (1 MHz) und extern (5 MHz) gepulsten He^+ - Strahl unseres KN 4000 VAN DE GRAAFF Beschleunigers durchgeführt. Die experimentelle Anordnung wird durch Fig. 7 veranschaulicht. Mit Hilfe eines magnetischen Quadrupolsystems wurden die beschleunigten He^+- Ionen auf eine Spaltblende fokussiert. Die Zeit- Nullmarken wurden mit einem Influenzzylinder und einem Tunneldiodendiskriminator gewonnen. Durch Synchronisierung von interner und externer Pulsung wurde eine erheblich bessere Kostanz der Strompulsamplitude und dadurch eine geringere Zeitunschärfe der Zeit- Nullmarken erreicht. Außerem wurde dadurch der mittlere Strom um etwa einen Faktor 5 erhöht. Durch das externe Pulssystem lassen sich grundsätzlich kurze Pulse mit einer Halbwertsbreite von ca. 1 ns erzeugen [17]. In Wirklichkeit treten jedoch Schwankungen in der Amplitude und Anstiegszeit der Pulse auf. Die erreichbare zeitliche Auflösung wird darüberhinaus jedoch hauptsächlich durch Effekte im Szintillationsdetektor, aus dem die zweite Zeitinformation erhalten wird, begrenzt. So läßt sich im Gammaenergie- Bereich 100 keV praktisch nur eine Halbwertsbreite der prompten Kurven von 2 bis 3 ns erreichen. Da wir NaJ(Tl)- Szintillationskristalle verwendeten, hätte eine erhebliche Verkürzung der Pulsdauer keine verbesserung der zeitlichen Auflösung gebracht, da der erreichbaren Auflösung durch die Abklingdauer der Anregungszustände im Kristall, die in der Größenordnung us liegt, Grenzen gesetzt sind.


Terminal
Ion Source Probe
Source Focus
+30KV
Defl. Ampl. Plate regelbar bis 4 KV≋
Einzellens +30 KV
Defl. Bias Plate 1KV≋ (+300V bis -150V regelbar)
Generator 330 Hz / 98 V
Tube Focus
-40KV
Bandgenerator
Van de Graaff
Mounting Plate
µA
Drive Motor
Belt Charge +50 KV
Focusring
Beam Steering
Strahlsichtfenster
Quadrupol 1 u. 2
Betondecke
Spaltblende
Strahlsichtfenster
Spaltblende für
Energie-Stabilisierung
90° Analysiermagnet
Strahlsichtfenster
(Beam Viewer)
Pulssignalabnehmer
Quadrupol 3 u. 4
Influenz-Signal
Time Pickoff
Mod. 260
Oszillograph
Synchronisierung
Mutter-
Oszillator
Verstärker
HP460AR
Frequenzwandl.
Phasenschbr.
Time Pickoff
Control Mod.260
Delay Line
30MHz
5MHz
Kontroll-
Oszillograph
Delay Line
Time Pickoff
Control Mod.260
Time Pickoff
Mod. 260
Zeit-
Impulshöhen-
Konverter
Energiespektrum
Szintillationsdedektor
Betonwand
Quadrupol 5 u. 6
Strahlpulskammer
(Externe Pulsung)
Vakuumpumpstand
Begrenzerblende
Strahlsichtfenster
Strahlsichtfenster
Strahlsichtfenster
Spaltblende für
Strahlpulsdauer
Spaltblende
Target
Pulssignalabnehmer

Die elektronische Anordnung, siehe Fig. 8, entspricht den allgemein üblichen Meßapparaturen der verzögerten Koinzidenztechnik. Allerdings haben wir die Zeitspektren der 82 keV- Stahlung im ^{154}Sm und der 122 keV- Strahlung im ^{152}Sm gleichzeitig gemessen. Die Zeitspektren wurden mit Hilfe eines Zeit- Impulshöhenkonverters nach dem Start- Stop- Prinzip und eines Vielkanalanalysators mit zwei Analog- Digital-

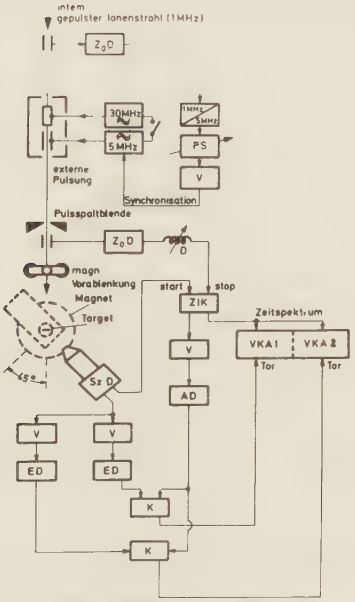


Fig. 8 Die Meßanordnung. Z_0D Zeitnullmarkendiskriminatoren, Ps Phasenschieber, D variable Verzögerung, V Verstärker, ED Einkanaldiskriminatoren, AD Amplitudendiskriminator, K langsame Koinzidenzstufen, ZIK Zeit- Impulshöhenkonverter, VKA Vielkanalanalysator.

Eine Seite zuvor:
Fig. 7 Übersicht über die Meßapparatur und den Beschleuniger.

wandlern aufgenommen. Die Energieselektion erfolgte durch Einkanaldiskriminatoren und langsamer Koinzidenzstufen. Als Detektor für die Gammastrahlung verwendeten wir einen NaJ(Tl) Kristall in Verbindung mit einem 56 UVP Fotovervielfacher. Der Kristall hatte die Abmessungen 1" ∅ x 1". Die Zeiteicung wurde mit geeichten LUMATRON- Verzögerungsleitungen Modell 1202 A durchgeführt, die Genauigkeit der Eichung wird vom Hersteller mit ± 1 % je Stufe (10 ns und 20 ns) angegeben. Für die Zeiteichung verwendeten wir die 136 keV- Strah-

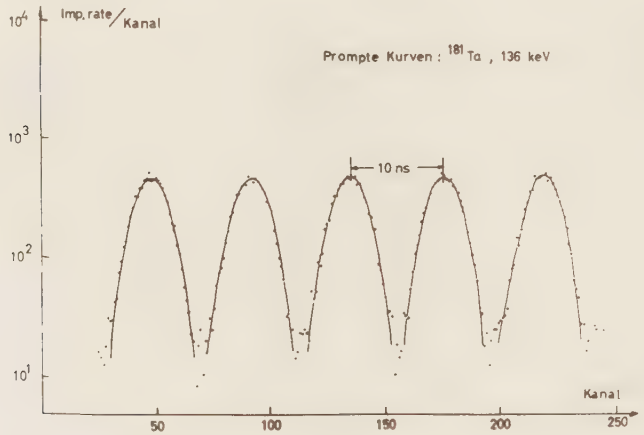


Fig. 9 Die Zeiteichung der Meßanordnung. Die prompten Zeitspektren der 136 keV- Strahlung im ^{181}Ta nach Coulombanregung haben eine Halbwertsbreite von 2.5 ns und einen zeitlichen Abstand von 10 ns.

lung des ersten angeregten Zustandes im ^{181}Ta nach Coulombanregung. Die Halbwertszeit beträgt 50 ps [12], der Übergang ist für unsere Apparatur prompt. Fig. 9 zeigt das Ergebnis einer solchen Zeiteichung, der zeitliche Abstand der prompten Kurven beträgt 10 ns. Das Ergebnis der Eichung ist ein Eichfaktor von

$$k = (4.32 \pm 0.03) \text{ Kanäle / ns} .$$

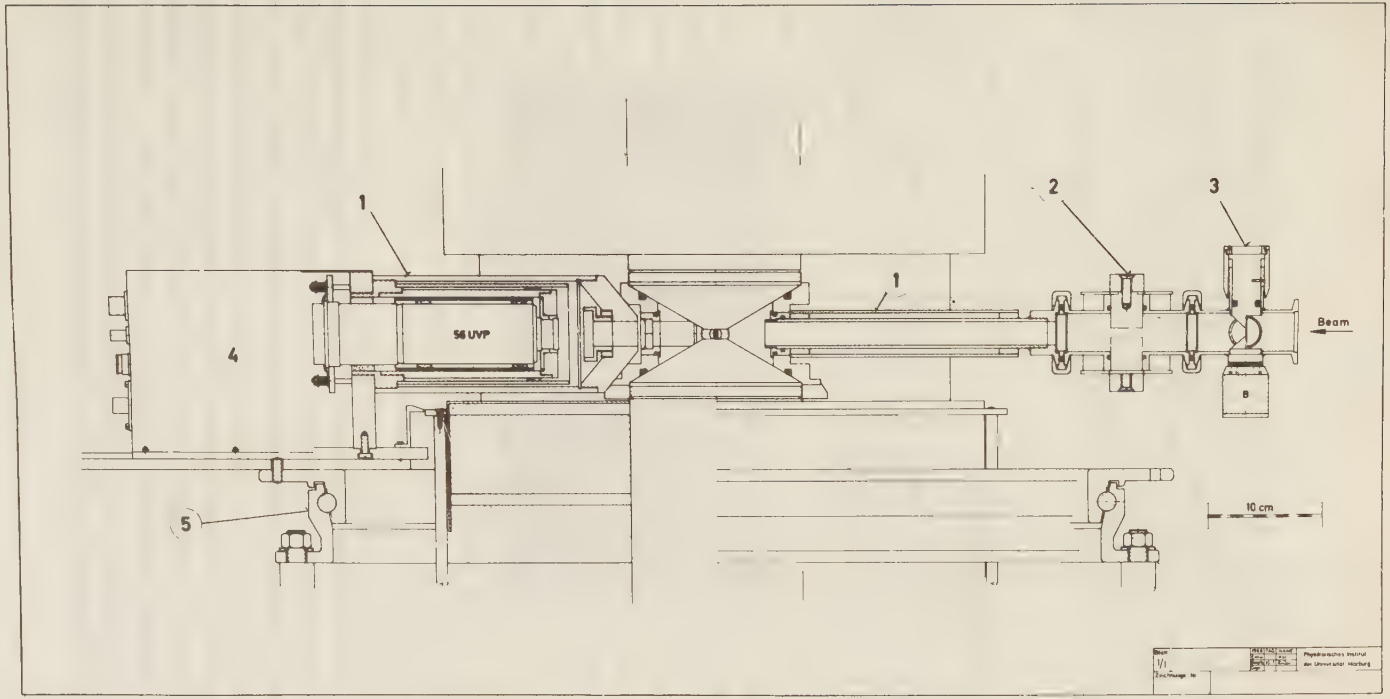

1
2
3
1
4
56 UVP
Beam
B
5
10 cm

Fig. 10 Schnitt durch die Meßanordnung im eingebauten Zustand.
1 Abschirmungen gegen das magnetische Streufeld
2 magnetische Vorablenkung für den Ionenstrahl
3 Spaltblenden
4 Szintillationsmeßkopf
5 Drehkranz für die Drehung des Detektors

4.2 Die Targetkammer.

Fig. 10 gibt einen Schnitt durch die Targetkammer im eingebauten Zustand wieder. Die Kammer ist vakuumdicht zwischen die Polschuhe eines Elektromagneten eingebaut. Der Polschuhabstand beträgt 8 mm, ihr Durchmesser 2 cm und der Bereich des homogenen Magnetfeldes ca. 3 cm^2. Durch das Streufeld des Magneten wird der einfallende Teilchenstrahl aus der Sollrichtung abgelenkt, so daß er das Target nicht mehr im Zentrum, d.h. in der Drehachse des Detektors, trifft. Um dies dennoch zu erreichen, haben wir eine magnetische Vorablenkung eingebaut, siehe hierzu auch Fig. 17 . Ein kleiner Elektromagnet bewirkt eine Ablenkung des Strahls in die entgegengesetzte Richtung, so daß bei geeignetem Magnetstrom der Strahl wieder in die Mitte des Targets trifft. Es sei hier erwähnt, daß der Winkel Θ in den Formeln für die gestörte und ungestörte Winkelkorrelation auf die tatsächliche Einfallsrichtung zu beziehen ist. Durch das Streufeld des Magneten werden auch die Elektronenbahnen in der Fotovervielfacherröhre beeinflußt, wenn sich diese nahe am Magneten befindet und keine Maßnahmen zur Verhinderung dieses Effektes getroffen werden. Durch Magnetfelder wird die Laufzeitstreuung der Elektronen im Fotovervielfacher vergrößert, die Gesamtverstärkung kann geringer werden. Diese Effekte würden das zeitliche Auflösungsvermögen der Meßanordnung erheblich herabsetzen. Häufig verwendet man Lichtleiter, um bei gleichem Abstand des Szintillationskristalls vom Target den Fotovervielfacher außerhalb des Bereiches des großen Streufeldes zu betreiben. Das bringt jedoch wegen der geringeren Licht

ausbeute an der Fotokatode eine Verschlechterung der zeitlichen Auflösung mit sich. Wir haben deshalb auf die Verwendung eines Lichtleiters verzichtet und stattdessen die Fotovervielfacherröhre sorgfältig gegen Magnetfelder abgeschirmt, hierzu haben wir Zylinder aus μ- Metall und Weicheisen verwendet. Die Anordnung ist in Fig. 10 zu erkennen.

Fig. 11 zeigt die Anordnung der Targets. Von links läßt sich für die Messung von prompten Zeitspektren ein Target aus 0.1 mm starkem Ta- Blech hereinschieben. Rechts befindet sich der Targethalter mit der Sm_6Mn_{23}- Probe. Der Al- Targethalter, in den das Sm_6Mn_{23} eingepreßt wurde, ist an einem 1 cm dicken Cu- Stab befestigt. Dieser ragt in einen Temperierbehälter

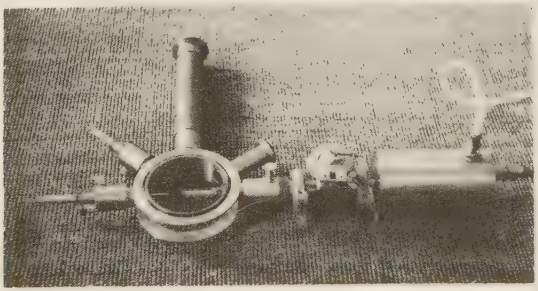


Fig. 11 Die Targetkammer

hinein, der mit einer Doppelwandung versehen ist, die mit dem Hochvakuumsystem der Targetkammer und des Strahlrohres verbunden ist. Der Behälter wird vom Thermostaten her mit Hilfe einer Umwälzpumpe von Flüssigkeit durchspühlt. Durch das lange Eintrittsrohr (oben im Bild) tritt der Ionenstrahl in die Targetkammer ein. Die anderen beiden Flansche unter 45° zum Eintrittsrohr dienen zum Einführen einer Quarzscheibe zur Lokalisierung des Strahls bzw. zum Anschluß einer Öldiffusionspumpe zur Verbesserung des Vakuums in der Targetkammer. Fig. 12 zeigt den Elektromagneten mit der ein-

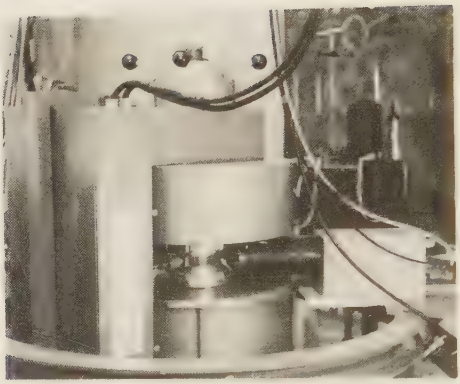


Fig. 12 Die eingebaute Targetkammer

gebauten Targetkammer. Rechts im Bild befindet sich der Szintillationsmeßkopf, der auf einem Drehkranz befestigt ist. Im Hintergrund ist der Thermostat erkennbar.

4.3 Die verwendete Sm_6Mn_{23}- Probe.

Wir verwendeten für unsere Messungen Sm_6Mn_{23} in Form einer auf dem Wege des Induktionsschmelzens hergestellten Probe. Diese wurde im Institut für angewandte Physik der technischen Hochschule Wien hergestellt und uns freundlicherweise zur Verfügung gestellt. Die röntgenfluoreszenzanalytisch festgestellte Zusammensetzung besteht aus 25.08 At% Sm und 74.92 At% Mn.[3] Da die stöchiometrische Zusammensetzung von Sm_6Mn_{23} 20.6 At% Sm entspricht, ist ein geringer Anteil einer zweiten Phase vorhanden *) . Eine Identifizierung dieser zweiten Phase ist weder vom Hersteller noch von uns durchgeführt worden. Reine Phasen sind vom obengenannten Institut erfolgreich mit Hilfe eines Amalgamverfahrens [3] hergestellt worden, diese Proben zersetzen sich infolge ihrer Feinkörnigkeit binnen weniger Tage und kamen damit für unsere Untersuchungen nicht in Betracht. Als Nachteil der durch Induktionsschmelzen her-

*) Private Mitteilung des Probenherstellers.

gestellten Proben wird vom Hersteller eine geringe Verunreinigung von Ta (ca. 1 Gew. %) angegeben. Da eine Ta- Verunreinigung sich wegen der bei Beschuß mit Protonen oder He^+ im Auftreten der intensiven 56 keV K- Strahlung und der 136 keV- Linie im Gammaspektrum äußern muß und diese in den gemessenen Gammaspektren nicht auftrat, kann der Ta- Gehalt als vernachlässigbar gering betrachtet werden. Die Proben wurden zur wahrung rein metallischer Oberflächen entweder im Vakuum oder unter Pentan aufbewahrt. Zur Herstellung der Targets haben wir die metallischen Brocken zermörsert und unter Pentan in eine Al- Unterlage eingepreßt.

4.4 Experimentelle Voruntersuchungen zur Ermittlung der optimalen Bedingungen für den Coulombanregungsprozeß.

Unsere Überlegungen zur Wahl der geeigneten Teilchensorte und Einschußenergie für die Coulombanregung der Sm- Niveaus in Kap. 2.3 ergaben, daß He^+- Ionen mit 3.2 MeV Einschußenergie optimale Bedingungen liefern sollte.

Wir haben dennoch Zeitspektren bei Coulombanregung mit He^+ und Protonen gemessen und verglichen. Dabei stellten wir erhebliche Unterschiede fest. Die nach He^+- Beschuß erhaltenen Zeitspektren zeigen in logarithmischer Darstellung einen linearen Abfall, der den Lebensdauern des 82 keV- Niveaus im ^{154}Sm bzw. des 122 keV- Niveaus im ^{152}Sm entspricht. Fig. 13 zeigt ein solches Zeitspektrum des 82 keV- Übergangs im ^{154}Sm zusammen mit einer prompten Kurve bei gleicher Lage des Energiefensters. Für die Messung des prompten Zeitspektrums verwendeten wir wieder den prompten Zerfall des 136 keV- Niveaus im ^{181}Ta. Die Breite der prompten Kurve beträgt 2.8 ns. In Fig. 14 sind Zeitspektren dargestellt, die nach Protonenbeschuß bei 2,5 MeV Einschießenergie erhalten wurden. Gezeigt werden Zeitspektren für die Lebensdauern des 82 keV- Niveaus im ^{154}Sm und des 122 kev- Niveaus im ^{152}Sm, jeweils unter - 45° und + 45°, bezogen auf die Ein-

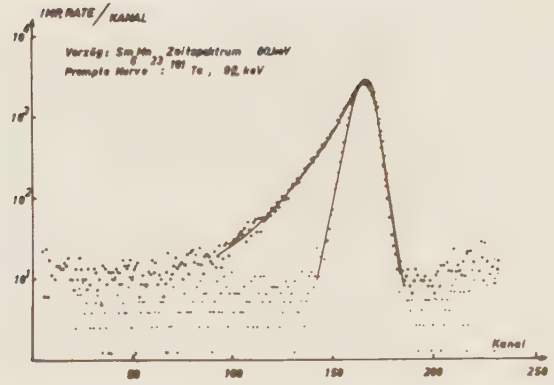


Fig. 13 Zeitspektrum der 82 kev- Strahlung des ^{154}Sm und prompte Kurve bei gleicher Lage des Energiefensters (^{181}Ta), die Halbwertsbreite der prompten Kuve beträgt 2.8 ns. Die Coulombanregung erfolgte mit He^{+}- Ionen der Einschußenergie 3.2 MeV.

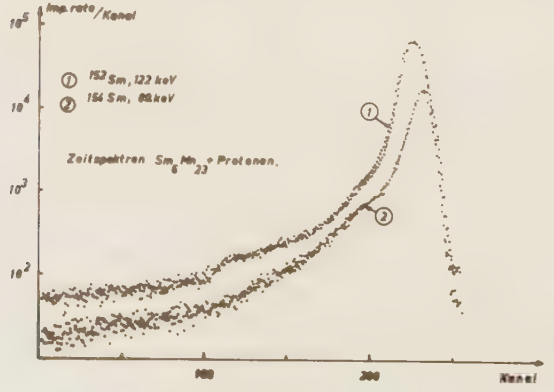


Fig. 14 Zeitspektrum nach Coulombanregung mit Protonen, E_p = 2.5 MeV. Die Zeitspektren (1) des 122 keV-Übergangs im ^{152}Sm wurden unter + 45° und - 45° zum einfallenden Strahl gemessen, die Zeitspektren (2) gehören zum 82 keV- Übergang im ^{154}Sm.

schußrichtung (ohne Magnetfeld), vgl. Fig 17. Man erkennt deutlich, daß der lineare Abfall, der den Lebensdauern der ersten angeregten Zustände im ^{152}Sm und ^{154}Sm entspricht, durch einen breiten Störanteil überlagert wird. Dieser rührt von Neutronen durch (p,n)- Reaktionen am ^{55}Mn her. Wegen der verschiedenen Laufzeiten der Neutronen zwischen Target und Detektor ergibt sich eine breite Verteilung im Zeitspektrum. Für unsere früheren Messungen zur Bestimmung der Lebensdauern der ersten angeregten Zustände im ^{152}Sm und ^{154}Sm haben wir Protonen mit 3.5 MeV Einschußenergie, aber reine metallische Sm- Targets verwendet. Diese Zeitspektren waren frei von dem Neutonenuntergrund und zeigen den Exponentialverlauf, der den Lebensdauern entspricht [1] . Fig. 15 zeigt ein gemessenes Gammaspektrum nach Coulombanregung mit He^+- Ionen der Einschießenergie 3.2 MeV. Die schraffierten Bereiche stel-

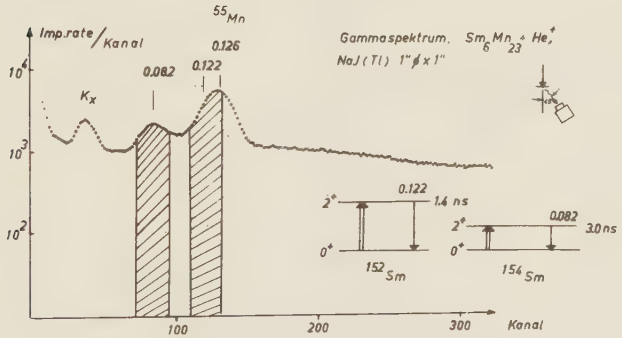


Fig. 15 Gammaspektrum Sm_6Mn_{23} + He^+ und Termschemata für die Coulombanregung des ^{152}Sm und ^{154}Sm [12] . Die schraffierten Bereiche stellen die Lage der Energiefenster dar.

len die Lage der Energiefenster dar. Die 126 keV- Linie, herrührend vom ^{55}Mn, und die 122 keV- Linie des ^{152}Sm konnten wir mit dem Szintillationsspektrometer nicht auflösen.

Die Lebensdauer des 126 keV- Niveaus im ^{55}Mn beträgt $2.1 \cdot 10^{-10}$ s [18]. Im Zeitspektrum des 122 keV- Niveaus im ^{152}Sm erhalten wir also einen besonders intensiven Anteil prompter Strahlung. Günstiger sieht es im Falle der 82 keV-Strahlung im ^{154}Sm aus, hier rühren die prompten Beimischungen lediglich von dem Anteil aus dem Comptonkontinuum der 126 keV- Strahlung des ^{55}Mn her. Diese prompten Beimischungen sind vernachlässigbar.

Durch Beschuß mit He^+- Ionen von 3.2 MeV haben wir in einer Übersichtsmessung die Winkelverteilung der 82 keV- Strahlung im ^{154}Sm und der 122 keV- Strahlung im ^{152}Sm ermittelt, das Ergebnis wird in Fig. 16 dargestellt. Den gemessenen Winkelverteilungen entnehmen wir eine Anisotropie von 35 % für die 82 keV- Strahlung und 45 % für die 122 keV- Strahlung, was gut mit den berechneten Werten übereinstimmt, vgl. Kap. 2.3 .

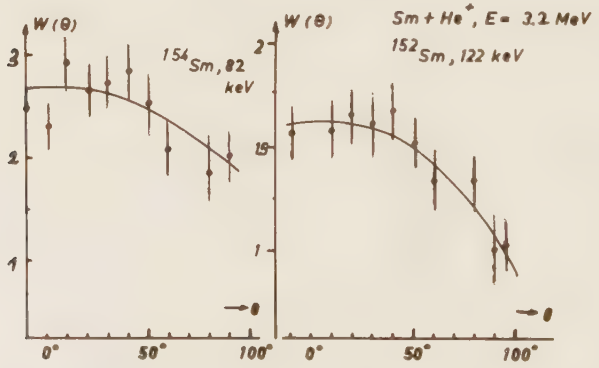


Fig. 16 Die gemessene Winkelverteilung der Gammastrahlung nach Coulombanregung des 82 kev- Niveaus im ^{154}Sm und des 122 keV- Niveaus im ^{152}Sm.

Für die Magnetisierung des Sm_6Mn_{23} verwendeten wir ein Magnetfeld von 11 kOe. Dieses Feld reicht nach KIRCHMAYR [5] zur Magnetisierung der Sm_6Mn_{23} Probe aus.

Um die Larmorfrequenz der Spinpräzession nach (12) in Kap. 2.3 auszumessen, haben wir bei verschiedenen Temperaturen je zwei Zeitspektren unter zwei Winkeln, die sich um 90° unterscheiden, gemessen. Dabei haben wir die in Fig. 17 gezeigte Anordnung, die symmetrisch zur Einschußrichtung bei ausgeschaltetem Magnetfeld ist, gewählt, um systematische Fehler auszuschließen, die von einer unterschiedlichen Geometrie herrühren können. In der gewählten Anordnung ist in beiden Positionen des Detektors die Untergrundstrahlung, herrührend von Spalten und Blenden gleich, außerdem ist die Absorption im Target selbst in beiden Richtungen die gleiche, wenn das Target unter 90° zum Strahl eingeführt wird.

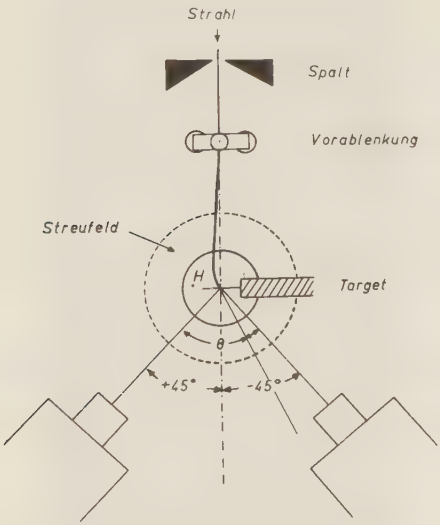


Fig 17 Positionen des Szintillationsdetektors für die Messung der beiden Zeitspektren für die R(t)- Bildung nach (12).

4.5 Messung der Targettemperatur.

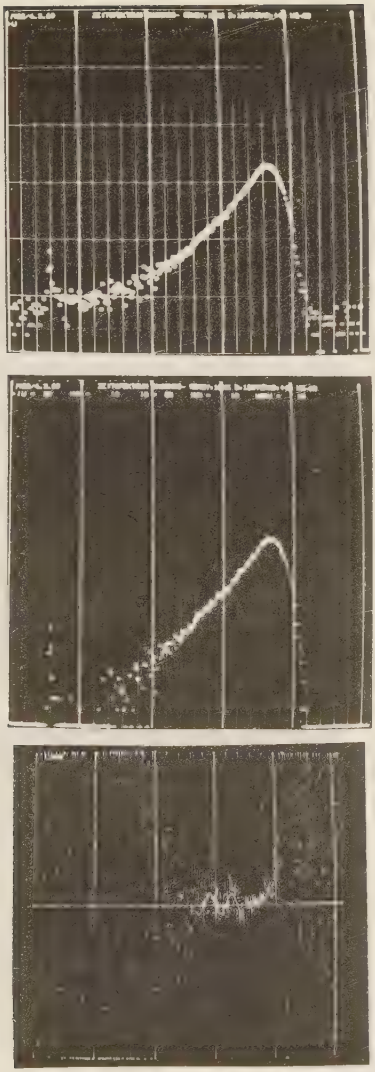
Die Temperaturmessung führten wir mit Hilfe eines geeichten Cu / Konstantan- Thermoelementes durch. Wir haben wegen des erforderlichen guten Wärmekontaktes die Meßstelle mit Leitsilber (DEGUSSA) an das Target angekittet. Das Targetmaterial selbst wurde in eine Bohrung von 5 mm Durchmesser in eine Al- Unterlage eingepreßt. An die Wandung der Bohrung haben wir ein Bändchen aus Silberblech eingeklebt, dessen Enden waren mit der Lötstelle des Thermoelementes , also der Meßstelle, gut leitend verbunden. Die Vergleichsstelle befand sich je nach dem gewählten Temperaturbereich in Eiswasser, flüssigem Stickstoff oder dem Flüssigkeitsbad des Thermostaten. Wir verwendeten einen HAAKE - Ultrathermostaten vom Typ NBS, mit dessen Hilfe wir die Temperierflüssigkeit, je nach der Temperatur Öl, Wasser oder Alkohol, durch ein Kontaktthermometer mit einer Genauigkeit von ca. $1/10^{o}$ temperieren konnten. Die am Target erreichbare Temperaturkonstanz hing jedoch von der Konstanz des Targetstromes ab, immerhin wurde durch den einfallenden He^{+}- Strom eine Leistung von ca. 1 W zugeführt. Dadurch stellte sich ein bestimmtes Temperaturgleichgewicht ein, unter günstigen Bedingungen konnten wir die Targettemperatur auf etwa $\pm 1^{o}$ konstant halten.

4.6 Zur Auswertung der gemessenen Zeitspektren.

Aus den gemessenen Zeitspektren ermittelten wir die Larmorfrequenz gemäß Ausdruck (12)

$$R(t) = \frac{F(\Theta,H,t) - F(\Theta+90^{o}, H,t)}{F(\Theta,H,t) + F(\Theta+90^{o}, H,t)} \qquad (12)$$

Mit Hilfe eines Rechenprogrammes haben wir an diesen Verlauf den Ausdruck (14) angepaßt :



a)

b)

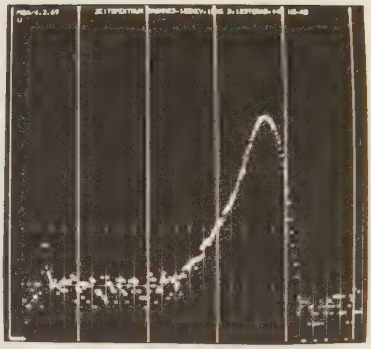
c)

Fig. 18,a-c Zur Auswertung der Zeitspektren des 82 keV- Niveaus im ^{154}Sm, H_{ext} = 11 kOe, Targettemperatur T = 123°C

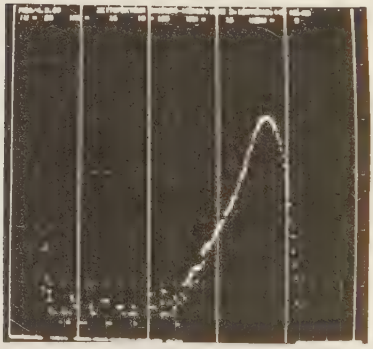
a) das gemessene Zeitspektrum (θ = + 45°)

b) das gleiche Zeitspektrum nach Subtraktion eines mittleren Untergrundes von 10 Ereignissen je Kanal

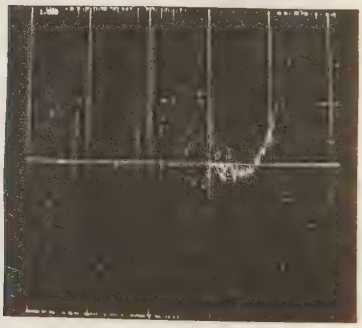
c) der zugehörige R(t)- Verlauf mit der angepaßten Funktion (14).



a)



b)



c)

Fig 19, a-c Zur Auswertung der Zeitspektren des 122 keV- Niveaus im ^{152}Sm, H_{ext} = 11 kOe, Targettemperatur T = 123°C

a) das gemessene Zeitspektrum ($\theta = +45^{\circ}$)

b) das gleiche Zeitspektrum nach Subtraktion eines mittleren Untergrundes von 10 Ereignissen je Kanal

c) der zugehörige R(t)- Verlauf mit der angepaßten Funktion (14).

$$R(t) = A_0 + A \cdot \cos 2 (\theta - \omega_L \cdot t) \qquad (14)$$

mit den vier unabhängigen Parametern, dem Untergrund A_0, der Amplitude A, der Kreisfrequenz ω_L und der Phase θ. Der anzupassende Ausdruck (14) ist nichtlinear in den letzten beiden Parametern. Wir mußten also die Anpassung nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate in einem Iterationsverfahren durchführen, siehe Anhang. Die Iteration wurde abgebrochen, wenn die Abweichung von den näherungsweise vorgegebenen Parametern kleiner als 1 % war. Alle Rechnungen wurden auf unserer Rechenanlage CAE 90-40 durchgeführt.

Der Gang der Auswertung sei anhand der Abbildungsfolge 18,a-c bzw 19,a-c angedeutet. Zunächst wurden die gemessenen Zeitspektren bezüglich des Untergrundes zufälliger Koinzidenzen korrigiert. Wir haben uns davon überzeugt, daß dieser über den Auswertebereich konstant ist. Den Analysierbereich haben wir so gewählt, er betrug ca. 60 ns, daß neben den eigentlichen Koinzidenzkurven ein Bereich zufälliger Koinzidenzen sichtbar wurde. Jn diesem Bereich wurde der mittlere Untergrund bestimmt, dieser wurde dann vom gemessenen Zeitspektrum subtrahiert, und die korrigierten Spektren wurden der Auswertung nach (12) unterzogen.

Fig. 18,a zeigt ein gemessenes Zeitspektrum für die 82 keV-Strahlung im ^{154}Sm bei einem äußeren Magnetfeld von 11 kOe und einer Targettemperatur von + 123°C, Fig 18,b zeigt das gleiche Spektrum nach Subtraktion eines mittleren Untergrundes von 10 Ereignissen je Kanal. Fig 18,c zeigt mit den statistischen Fehlerbreiten den zugehörigen Verlauf für R(t) mit der angepaßten Cosinuskurve (14). Das hierzu verwendete Zeitspektrum, das unter einem um 90° verschiedenen Winkel gemessen wurde, sieht bis auf die in dieser Darstellung nicht deutlich erkennbare Phasenverschiebung genauso aus und wird deshalb nicht noch einmal gezeigt.

Ein Vergleich der Abbildungen erklärt auch den relativ kleinen Bereich für die Anpassung, in dem Bereich der zufälligen

Koinzidenzen ist natürlich die R(t)- Bildung ohne physikalischen Sinn. Die Fig. 19, a-c zeigt ein Beispiel für Zeitspektren, die zur 122 keV- Strahlung des ^{152}Sm gehören. Diese Messungen wurden bei einem äußeren Magnetfeld von ebenfalls 11 kOe bei + 123°C durchgeführt.

Nach der Subtraktion des mittleren Untergrundes verbleibt für die Bestimmung der Wechselwirkungsfrequenz nach (12) ein Auswertebereich von etwa 4 bis 5 τ . Gemäß der doppelten Lebensdauer ist der Auswertebereich in unserem Zeitmaßstab bei den Zeitspektren des 82 keV- Niveaus im ^{154}Sm fast doppelt so groß wie bei den Zeitspektren des 122 keV- Niveaus im ^{152}Sm. Die Amplitude der Modulation ist im Falle der 122 keV- Zeitspektren stets kleiner als bei den 82 keV-Zeitspektren. Nach Kap. 2.4 ist die Verkleinerung der Amplitude durch die zeitliche Auflösung bei den 122 keV- Zeitspektren größer, nach Kap. 3 ist die Anisotropie der 122 keV-Strahlung andererseits größer und bewirkt damit eine größere Amplitude der Modulation. Der erstgenannte Effekt ist jedoch der überwiegende.

Zu den relativ großen Fehlerbreiten der aus je zwei Messungen ermittelten R(t)- Verläufe sind noch einige Bemerkungen anzubringen. Die Erfahrung zeigt, daß eine Spinpräzessionsmessung auf eine Meßzeit von höchstens 1 bis 2 Stunden beschränkt werden sollte. Obwohl wir feststellen konnten, daß die Zeiteichung sehr stabil war, zeigt es sich doch, daß Verschiebungen in der Modulation auftreten können. Hierfür können Pulsschwankungen, die zu Verschiebungen des Zeitnullpunktes führen, oder in unserem Fall auch lokale Temperaturschwankungen im Target, die zu Frequenzänderungen führen, verantwortlich gemacht werden. So kann ein über lange Zeiten, etwa viele Stunden lang gemessenes Zeitspektrum weniger Informationsgehalt haben als ein in kürzerer Zeit gemessenes Spektrum mit viel größerer statistischer Streuung. Wir haben die Meßdauer für ein Zeitspektrum auf etwa zwei Stunden beschränkt und erhielten so Zeitspektren mit ca. 1000 Ereignissen je Kanal im Maximum. Wie bereits erwähnt, wurden gleich-

zeitig die Zeitspektren für das 82 keV- Niveau im ^{154}Sm und das 122 keV- Niveau im ^{152}Sm gemessen, dies wurde für die Winkel + 45° und - 45°, siehe Fig. 17, durchgeführt. Für die verschiedenen Temperaturwerte haben wir in fast allen Fällen vier Messungen je Winkel durchgeführt, diese haben wir der Auswertung unterzogen. Über die erhaltenen Werte für das Magnetfeld am Ort der Sm- Kerne haben wir gemittelt. Wir haben das für eine Reihe von Temperaturen zwischen - 155°C und + 230°C durchgeführt. Durch Kühlung mit flüssigem Stickstoff konnten wir wegen der Erwärmung des Targets durch den einfallenden Strahl nur eine minimale Temperatur von - 155° C erreichen, ein He- Kryostat stand uns nicht zur Verfügung. Aber der Bereich der Sättigung konnte durch Extrapolation recht gut erfaßt werden.

Aus den gemessenen Wechselwirknugsfrequenzen bestimmten wir nach (6) das effektive Magnetfeld am Ort der Kerne ^{152}Sm und ^{154}Sm mit Hilfe der von WOLFE und SCHARENBERG [2] gemessenen g- Faktoren, wonach

$$g = 0.288(29) \text{ für das 82 keV- Niveau im } ^{154}Sm$$

und $$g = 0.277(28) \text{ für das 122 keV- Niveau im } ^{152}Sm$$

ist. In Tab. 2 haben wir die bei verschiedenen Temperaturen erhaltenen Werte zusammengestellt. In Fig. 19 ist der temperaturabhängige Verlauf von H_{eff} dargestellt. Die Abbildungen 20,a-c zeigen Beispiele für verschiedene Wechselwirkungsfrequenzen, entsprechend den Targettemperaturen 343°K, 404°K und 473°K.

Fig. 20,a
T = 343° K

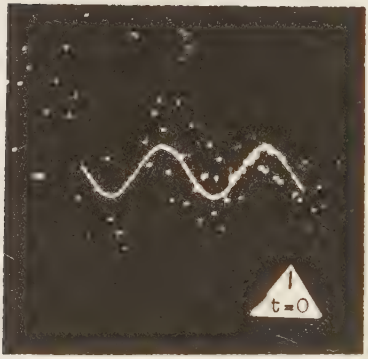


Fig. 20,b
T = 404°K

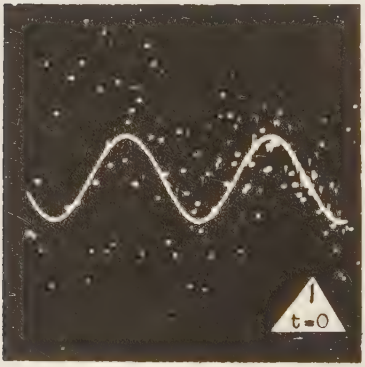


Fig. 20,c
T = 473° K

Fig. 20,a-c Beispiele für verschiedene wechselwirkungsfrequenzen. Der R(t)- Verlauf mit der angepaßten Funktion (14) gemäß den Targettamperaturen 343°K, 404°K und 473°K.

5. Meßergebnisse.

5.1 Zusammenstellung der Meßwerte für das Magnetfeld $H_{eff}(T)$ am Ort der Sm- Kerne.

Tab. 2

T / °K	$H_{eff}(T)$ / kOe
118	1204(68)
129	1101(56)
164	1226(59)
178	1128(52)
268	940(82)
281	996(72)
294	916(37)
315	690(98)
324	740(82)
328	577(88)
332	790(47)
343	785(38)
359	608(45)
361	597(40)
363	594(46)
380	542(38)
389	580(62)
391	619(54)
405	568(45)
413	388(43)
427	440(68)
429	297(24)
435	442(68)
445	515(79)
453	334(53)
459	518(53)
473	453(36)
478	339(57)
504	283(47)

5.2 Diskussion des temperaturabhängigen Verlaufs $H_{eff}(T)$.

5.2.1 Der gemessene $H_{eff}(T)$- Verlauf.

Fig. 21 zeigt den temperaturabhängigen Verlauf des Magnetfeldes am Ort der Sm- Kerne im Sm_6Mn_{23}. Man erkennt, wie mit zunehmender Temperatur das effektive Feld $H_{eff}(T)$ durch die desorientierende Wirkung der thermischen Bewegung im Gitter abnimmt. Nach Ausweis makroskopischer Messungen von KIRCHMAYR [5] liegt die Curietemperatur bei 165° C . Durch das äußere Magnetfeld wird in der Probe eine Magnetisierung induziert. Unterhalb der Curietemperatur existiert eine spontane Magnetisierung auch ohne äußeres Feld. Fig. 22 zeigt, wie sich das Magnetfeld am Kernort bei variiertem äußeren Magnetfeld ändert. Da dies zu untersuchen im Rahmen unserer Messungen wegen des erforderlichen hohen Aufwandes an Meßzeit, d.h. Strahlzeit am Beschleuniger, nicht möglich war, geben wir Kurven wieder, die von CRAIG et al. [10] an der

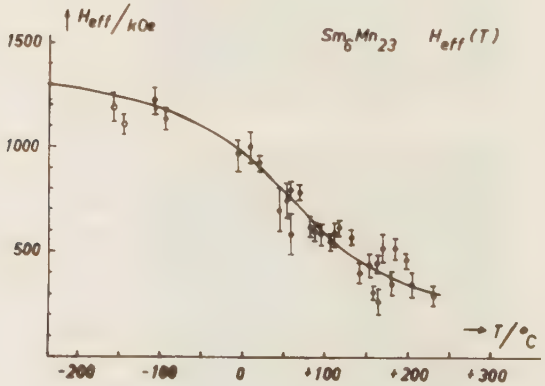


Fig. 21 Die gemessene Temperaturabhängigkeit des Magnetfeldes am Ort der Sm- Kerne bei einem äußeren Magnetfeld von 11 kOe.

Legierung $Fe_{2.65}Pd_{97.35}$ ermittelt worden sind. Sie geben aber genau den erwähnten Sachverhalt wieder, daß nämlich mit wachsendem äußeren Feld die Ausläufer der Kurve immer ausgeprägter werden, vgl. Fig. 22 .

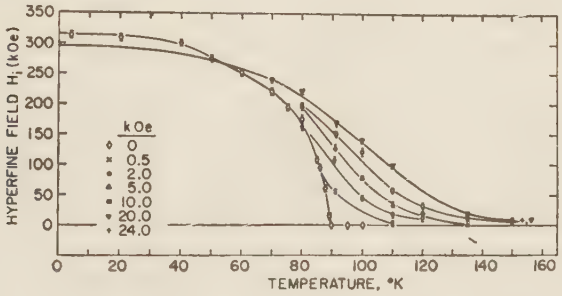


Fig. 22 Der temperaturabhängige Verlauf des Magnetfeldes am Ort der Fe- Kerne in einer $Fe_{2.65}Pd_{97.35}$ - Probe bei verschiedenen äußeren Magnetfeldern [10] .

Die Form der gemessenen $H_{eff}(T)$- Kurve gestattet es nicht, direkt durch Extrapolation die Curietemperatur und das Magnetfeld am Kernort bei vollkommener Ausrichtung ($T = 0^{\circ} K$) zu bestimmen. Wir wollen daher im folgenden geeignete Extrapolationsverfahren anwenden.

5.2.2 Bestimmung der Curietemperatur.

Die Curietemperatur ist per definitionem diejenige Temperatur, bei der die spontane Magnetisierung verschwindet. Nach WEISS und FORRER [19] kann man die Curietemperatur T_C durch Extrapolation gewinnen, wenn man das Quadrat des Magnetfeldes am Kernort in Abhängigkeit von der Temperatur aufträgt. Aus der WEISS`schen Theorie kann man nämlich ableiten, daß die $H_{eff}^2(T)$ Kurve mit endlicher konstanter Neigung in die Curietemperatur T_C einmündet.

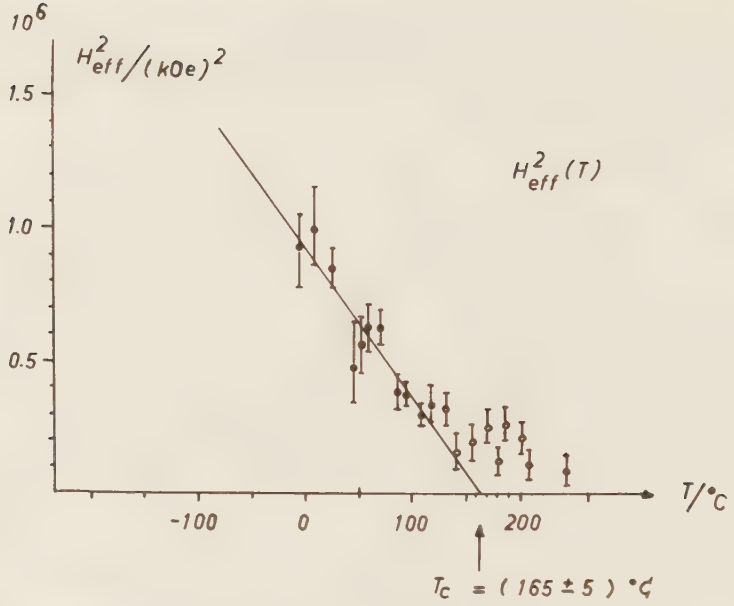


Fig. 23 Zur Bestimmung der Curietemperatur T_C durch lineare Extrapolation der $H^2_{eff}(T)$ - Auftragung.

Wir haben in Fig. 23 den $H^2_{eff}(T)$ - Verlauf für Temperaturen oberhalb 0° C aufgetragen. Der Ausläufer der $H^2_{eff}(T)$ -Kurve ist für die Extrapolation nicht geeignet, da er von der durch das äußere Magnetfeld induzierten Magnetisierung herrührt. An die Meßwerte $H^2_{eff}(T)$ für 0° C < T < 120° C haben wir eine Gerade angepaßt, diese schneidet die Abszisse bei 165° C. Das entspricht einer Curietemperatur von

$$T_C = 438\ (5)^\circ\ K$$

Dieser Wert ist in guter Übereinstimmung mit den aus makroskopischen Messungen erhaltenen Werten $T_C = 440^\circ$ K [20] und $T_C = 439\ (3)^\circ$ K [5]. Hier wurde die makroskopische Magnetisierung J(T) gemessen, die Curietemperatur wurde durch Extrapolation der $J^2(T)$ - Geraden ermittelt.

5.2.3 Bestimmung des Magnetfeldes am Ort der Sm- Kerne im Sm_6Mn_{23} bei vollkommener Ausrichtung (T = 0° K).

Bei tiefen Temperaturen befolgt $H_{eff}(T)$ in erster Näherung einem Potenzgesetz

$$H_{eff}(T) = H_{eff}(0) \left(1 - C\, T^n \right) \qquad (18)$$

Für n hat man zwei Möglichkeiten aus Theorien abgeleitet, die eine recht gute lineare Abhängigkeit liefern. Nach dem kollektiven Elektronenmodell von STONER[21] erhält man n = 2 . Die Spinwellentheorie von BLOCH [22] ergibt n = 3/2 . Von Fall zu Fall gibt die eine oder die andere Darstellung die bessere Übereinstimmung mit dem gemessenen Verlauf. Man kann durch sehr genaue Messungen zwischen den beiden Möglichkeiten unterscheiden. Im vorliegenden Fall ist dies wegen der gegebenen Fehlerbreiten nicht möglich. Im allgemeinen gibt die gewählte $H_{eff}(T^2)$- Darstellung befriedigende Ergebnisse. In Fig. 24 wird der gemessene $H_{eff}(T^2)$ - Verlauf wiedergegeben, an diesen Verlauf haben wir eine Gerade angepaßt. Durch Extrapolation erhielten wir für das Magnetfeld am Ort der Sm - Kerne bei Sättigung

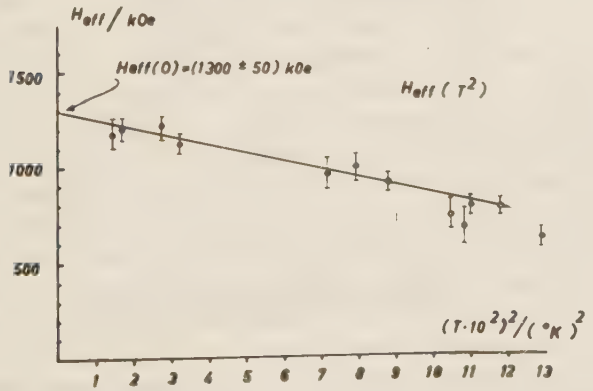


Fig. 24 $H_{eff}(T^2)$- Auftragung zur Bestimmung von $H_{eff}(0)$.

$$H_{eff}(0) = 1300(50)\ kOe\ .$$

5.2.4 Vergleich des Magnetfeldes $H_{eff}(T)$ mit der makroskopischen Magnetisierung J(T).

Nachdem wir den temperaturabhängigen Verlauf des Magnetfeldes am Kernort, die Curietemperatur und das Magnetfeld bei vollkommener Ausrichtung ($T=0^{\circ}K$) bestimmt haben, ist ein Vergleich mit dem temperaturabhängigen Verlauf der makroskopischen Magnetisierung besonders interessant. Ein solcher Vergleich läßt sich in der sogen. reduzierten Darstellung anstellen. Wir bildeten dazu die Größen

$$\frac{H_{eff}(T)}{H_{eff}(0)} \quad \text{und} \quad \frac{J(T)}{J(0)}$$

wobei J(T) die makroskopische Magnetisierung und J(0) die Sättigungsmagnetisierung (für $T=0^{\circ}K$) bedeuten. Wir verwendeten für $H_{eff}(T)$ unsere Meßwerte und für $H_{eff}(0)$ den oben durch Extrapolation ermittelten Wert. Für J(T) und J(0) verwendeten wir die von KIRCHMAYR [5] bestimmten Werte. Wir haben aus dem von KIRCHMAYR angegebenen temperaturabhängigen Verlauf der makroskopischen Magnetisierung diese Kurve punktweise übertragen unter Verwendung des ebenfalls angegebenen Wertes für die Sättigungsmagnetisierung. Der temperaturabhängige Verlauf der Magnetisierung nach KIRCHMAYR ist in Fig. 26 wiedergegeben, hier ist allerdings die spezifische Magnetisierung angegeben. Fig. 25 ermöglicht einen Vergleich in reduzierter Darstellung. Wir stellen fest, daß der gemessene $H_{eff}(T)$- Verlauf innerhalb der Fehlergrenzen mit dem temperaturabhängigen Verlauf der Magnetisierung übereinstimmt, so daß wir die beiden Größen als proportional zueinander annehmen können. Wir ermittelten in Kap. 5.2.3 $H_{eff}(0) = 1300$ kOe, KIRCHMAYR gibt für die spezifische Sättigungsmagnetisierung $\sigma(0) = 27\ G\ cm^3/g$ an [5]. Aus diesen Werten erhalten wir

durch Multiplikation mit der Dichte die Sättigungsmagnetisierung J(O). Mit einer mittleren Dichte von 7.3 g/cm^3 für das Sm_6Mn_{23} erhalten wir J(O) = 197.1 G.

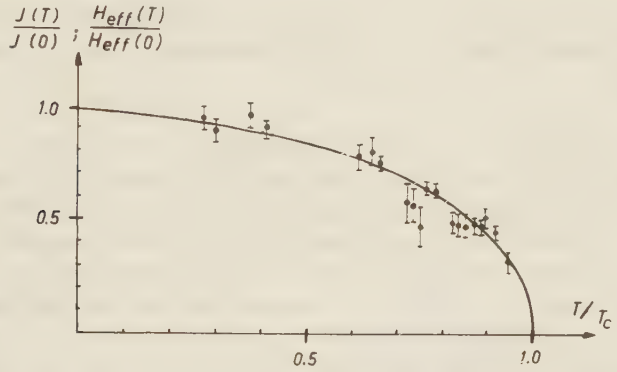
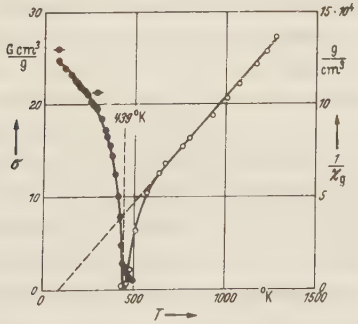


Fig. 25 Der temperaturabhängige Verlauf des Magnetfeldes am Ort der Sm- Kerne und der temperaturabhängige Verlauf der makroskopischen Magnetisierung nach [5] in reduzierter Darstellung



Temperaturabhängigkeit der spezifischen Magnetisierung σ bei 10,2 kG (●), der reziproken Suszeptibilität $1/\chi g$ (○) und der Sättigungsmagnetisierung (-●-) von $SmMn_2$

Fig. 26 Ergebnis makroskopischer Messungen von KIRCHMAYR [5]

Wir erhalten als Proportionalitätsfaktor

$$H_{eff}(T) / J(T) = 6840 . \qquad (19)$$

Verglichen mit der aus makroskopischen Messungen bestimmten Magnetisierung liegt also ein hohes Magnetfeld am Ort der Sm- Kerne vor.

Zu den Messungen von KIRCHMAYR wollen wir noch einige Bemerkungen hinzufügen. Diese Messungen [5] wurden an einer $SmMn_5$- Probe durchgeführt, deren Zusammensetzung dürfen wir jedoch als identisch mit unserer Sm_6Mn_{23}- Probe annehmen. Dies geht aus [5] sowie aus einem Begleitschreiben des Probenherstellers, wir erhielten das Material ja von KIRCHMAYR, hervor. Es wurde hier festgestellt, daß der Verbindung in Wirklichkeit die Zusammensetzung Sm_6Mn_{23} zukommt. Der temperaturabhängige Verlauf der Suszeptibilität in Fig. 26 wird von KIRCHMAYR [5] als Beweis für ferrimagnetisches Verhalten des Sm_6Mn_{23} angesehen. Nach der Theorie von NEEL [23] ist der hyperbolische Verlauf der $1/\chi$ - Kurve für $T > T_C$ ein Kriterium für ferrimagnetisches Verhalten.

In der reduzierten Darstellung können wir nun noch die Meßwerte für das Magnetfeld am Ort der Sm- Kerne mit theoretischen Kurven nach der Molekularfeldtheorie vergleichen. Wir gehen von Gl. (2) in Kap. 2.1 aus und können getrost den ersten Term im Argument der Brillouin- Funktion, der den Anteil der induzierten Magnetisierung angibt, vernachlässigen. Die Brillouin- Funktionen sind für verschiedene Gesamthüllenspins tabelliert [9]. In Fig. 27 sind die Meßwerte $H_{eff}(T)$ in reduzierter Darstellung zusammen mit theoretischen Kurven für die Drehimpulse $S = 1/2$, $5/2$ und ∞ dargestellt. Die theoretischen Kurven stimmen innerhalb der Fehlergrenzen mit den Meßwerten überein. Wegen der relativ großen Fehlerbreiten läßt sich keine sichere Spinzuordnung treffen.

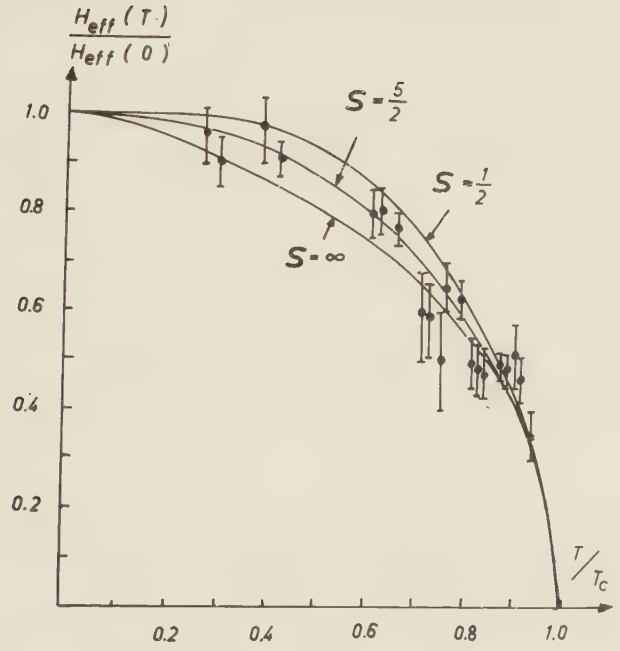


Fig. 27 Vergleich der experimentell bestimmten Werte $H_{eff}(T)$ / $H_{eff}(0)$ mit theoretischen Kurven nach der Molekularfeldtheorie für die Gesamtspins der Elektronenhülle S = 1/2, 5/2 und ∞ .

5.6 Bestimmung der Richtung des Magnetfeldes am Ort der Sm- Kerne

Interessant ist jetzt noch die Frage nach dem Vorzeichen des Magnetfeldes am Ort der Sm- Kerne, also die Frage, ob das innere Feld der makroskopischen Magnetisierung gleich- oder entgegengerichtet ist. Wir konnten unsere Messungen nur in einem äußeren Magnetfeld H_{ext} durchführen; das mit dem magnetischen Dipolmoment der Targetkerne wechselwirkende effektive Magnetfeld H_{eff} setzt sich aus dem inneren Feld H_i und aus H_{ext} zusammen:

$$\vec{H}_{eff} = \vec{H}_i + \vec{H}_{ext} \qquad (20)$$

Da sich die makroskopische Magnetisierung J in die Richtung von H_{ext} einstellt und H_i parallel oder antiparallel zu J ist, vorausgesetzt, daß H_{ext} zur Sättigung ausreicht, ist

$$H_{eff} = H_i \pm H_{ext} \qquad (21)$$

Wir kennen die Richtung von H_{ext} und können das Vorzeichen von H_{eff} aus unseren Messungen bestimmen.

Wie in Kap. 2.2 ausgeführt wurde, präzediert bei der Wechselwirkung mit H_{eff} der Vektor des magnetischen Dipolmoments des Targetkernes um die Feldrichtung H_{eff}. Der Drehsinn wird durch die Richtung von H_{eff} und das Vorzeichen des magnetischen Dipolmoments des Kerns, also durch das Vorzeichen des g-Faktors bestimmt. Wir entnehmen der Literatur [24] , daß der g-Faktor für die betrachteten Niveaus im Sm positiv ist. Wenn wir also die Drehrichtung der Larmorpräzession experimentell bestimmen, kennen wir damit die Richtung von H_{eff}. Nach (12) haben wir die Lamorfrequenzen jeweils aus zwei Zeitspektren, die unter zwei Winkeln,die sich um 90° unterscheiden, gemessen wurden, bestimmt. Diese Winkel sind auf die Richtung des auf das Target treffenden Teilchenstrahls zu beziehen. Aus Fig. 17 und Fig. 28 erkennen wir, daß wegen der Strahlablenkung durch das

äußere Magnetfeld der Strahl schief gegen die Normalrichtung einfällt. Die in Fig. 17 und Fig. 28 eingezeichnete Ablenkung entspricht der gewählten Feldrichtung, das Feld ist abwärts auf die Papierebene gerichtet.

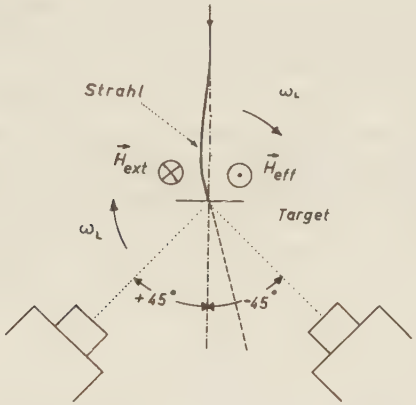


Fig. 28 Zur Bestimmung der Drehrichtung der Larmorpräzession H_{eff} ist das am Kernort gemessene Magnetfeld, H_{ext} wurde zur Magnetisierung der Probe benötigt.

Die Teilchenpulse regen periodisch mit einem gewissen Wirkungsquerschnitt Sm- Kerne an. Jeder angeregte Zustand zerfällt nach diesem Zeitnullpunkt mit einer Wahrscheinlichkeit λ , die der mittleren Lebensdauer entspricht. Die Wahrscheinlichkeit, daß das dabei emittierte Gammaquant unter dem Winkel Θ zur Einschußrichtung ausgesendet wird, ist durch (3a) gegeben. Im vorliegenden Fall hat die Winkelverteilung ihr Maximum in Vorwärtsrichtung, dies folgt aus (3a), da die a_2A_2 positiv sind, wie wir in Kap. 2.3 gezeigt haben. Durch die Störung im angeregten Zustand wird die Winkelverteilung

"gedreht". Bei der Bildung von R(t) werden zur Bestimmung von ω_L je zwei Zeitspektren voneinander subtrahiert. Je nachdem, ob $F(\theta,H,t) - F(\theta+90^\circ,H,t)$ positiv ist oder negativ, befindet sich der R(t)- Verlauf in der positiven oder negativen Halbwelle des Cosinus (14). Je nach der Stellung des Detektors liegt nach (14) im Zeitnullpunkt eine bestimmte Phasenlage vor, wegen der periodischen Anregung der Targetkerne durch die Teilchenpulse erfolgt die Larmorpräzession für alle Kerne gleichphasig. Wir kennen den in Fig. 28 angedeuteten Strahleinfall und die Zähleranordnung, bei unseren Experimenten war die Einschußrichtung um einen Winkel gegen die Normalrichtung geneigt, der kleiner als 45° war, hiervon konnten wir uns durch die eingefügten Quarzscheiben überzeugen.

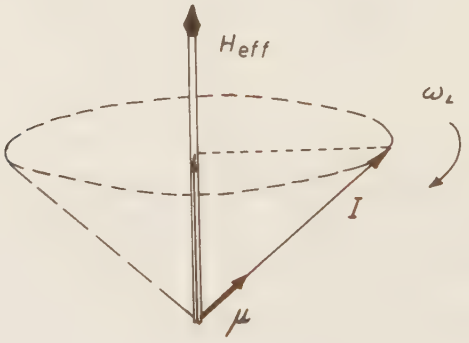


Fig. 29 Zur Bestimmung des Magnetfeldes H_{eff} aus der Drehrichtung der Larmorpräzession.

Bei der Auswertung haben wir für die R(t)- Bildung stets

$$R(t) = \frac{F(+45^\circ,H,t) - F(-45^\circ,H,t)}{F(+45^\circ,H,t) + F(-45^\circ,H,t)}$$

berechnet. Fig. 20,a-c zeigt an drei Beispielen, daß der

R(t)- Verlauf in der Nähe des Zeitnullpunktes mit der positiven Halbwelle startet, die Zeitskala ist gemäß unserer Anordnung nach links gerichtet. Hieraus ergibt sich, daß die Drehung in der in Fig. 28 angedeuteten Weise erfolgt.

Der Drehsinn der Larmorpräzession bei vorgegebener Richtung des Magnetfeldes ist in der in Fig. 29 angedeuteten Weise definiert [13] , wenn der g- Faktor positiv ist, d.h. das magnetische Dipolmoment dem Drehimpuls gleichgerichtet ist.

Bei dem in unserem Experiment ermittelten Drehsinn ergibt sich demnach, daß das wechselwirkende Magnetfeld aufwärts (senkrecht auf die Papierebene in Fig. 28) gerichtet und damit dem äußeren Magnetfeld und der makroskopischen Magnetisierung entgegengerichtet ist. Statt (21) können wir also

$$H_{eff} = H_{ext} - H_i \qquad (23)$$

schreiben. Wir ziehen den wichtigen Schluß, daß das Magnetfeld am Ort der Sm- Kerne der makroskopischen Magnetisierung entgegengerichtet ist und können in Ergänzung zu (19) schreiben :

$$H_{eff} / J = - 6840 .$$

5.2.6 Abschließende Bemerkungen.

Vergleichen wir den Proportionaltätsfaktor - 6840 zwischen dem effektiven Magnetfeld un der makroskopischen Magnetisierung im Sm_6Mn_{23} etwa mit demjenigen für metallisches Eisen, den WEGENER [7] zu - 16 bestimmt hat, so stellen wir fest, daß im Falle des Sm_6Mn_{23} die makroskopische Magnetisierung verglichen mit dem Magnetfeld am Ort der Sm- Kerne sehr klein ist. Bei Zimmertemperatur beträgt nämlich das

innere Feld im Fe - 331 kOe [7] , ist also von der gleichen Größenordnung wie das Magnetfeld am Ort der Sm- Kerne bei Zimmertemperatur, die Sättigungsmagnetisierung des Fe beträgt bei Zimmertemperatur ca. 21 kG [7] . Den hohen Proportionalitätsfaktor beim Sm_6Mn_{23} können wir als Hinweis auf ferrimagnetisches Verhalten ansehen. Bereits KIRCHMAYR hat aus dem temperaturabhängigen Verlauf der Suszeptibilität auf ferrimagnetisches Verhalten geschlossen.

Ferrimagnetismus kann man sich allgemein durch parallele oder antiparallele Einstellung der magnetischen Momente in Untergittern erklären, wobei die Beträge der Momente nicht gleich sind und sich ein resultierendes Moment ergibt. das kann auch bei hohen inneren Magnetfeldern einen relativ kleinen makroskopischen Effekt erklären.

Für das Magnetfeld am Ort der Sm- Kerne haben wir ein negatives Vorzeichen ermittelt. Das könnte im Rahmen der oben erwähnten Annahme von Untergittern heißen, daß, wenn reine Sm- bzw. Mn- Untergitter vorliegen, das magnetische Moment des Sm dem des Mn entgegengerichtet ist. Über das Mn gibt es aber keine Informationen aus Mößbauerexperimenten, wegen der kurzen Lebensdauer des ersten angeregten Zustandes im ^{55}Mn sind auch keine Spinpräzessionsmessungen möglich. Es ist aber auch nicht gesagt, daß die Untergitter nur aus einer Atomsorte bestehen. Nach KIRCHMAYR [5] richtet sich ein Teil der Mn- Spinmomente antiparallel zu den Spinmomenten des Sm und der übrigen Mn- Atome aus.

Das negative Vorzeichen des inneren Magnetfeldes kann man auch als Hinweis auf eine Core- Polarisation, also einer Polarisation der abgeschlossenen Schalen der Atomrümpfe, deuten. WEGENER [7] hat dies am Beispiel des Fe- Gitters erläutert- Hier wird eine Orientierung der 3d- Elektronen erzeugt, was zu einer Polarisation der abgeschlossenen inneren Schalen führt. Ein negatives inneres Feld wird so erklärt durch die verschiedenen s- Elektronendichten am Kernort für die beiden möglichen Spinrichtungen.

6. Zusammenfassung.

Wir haben die magnetischen Eigenschaften des Sm_6Mn_{23} mit Hilfe der Spinpräzessionsmethode, also einer kernphysikalischen Meßmethode, untersucht, und zwar haben wir das Magnetfeld am Ort der Kerne ^{152}Sm und ^{154}Sm gemessen. Eine Magnetisierung des ferrimagnetischen Sm_6Mn_{23} erreichten wir durch ein äußeres Magnetfeld von 11 kOe, die Sm - Kerne wurden durch He^+- Ionen von 3.2 MeV Einschußenergie coulombangeregt.

Wir haben den temperaturabhängigen Verlauf des effektiven Magnetfeldes $H_{eff}(T)$ bestimmt. Durch Extrapolationsverfahren konnten wir die Curietemperatur zu

$$T_C = 438(5)\ ^\circ K$$

und das effektive Magnetfeld am Sm- Kernort für $T = 0^\circ$ K zu

$$H_{eff}(0) = 1300(50)\ kOe$$

bestimmen. Der Wert für die Curietemperatur ist in guter Übereinstimmung mit den aus makroskopischen Messungen erhaltenen Werten. Wir haben den von uns gemessenen temperaturabhängigen Verlauf $H_{eff}(T)$ mit demjenigen der makroskopischen Magnetisierung, den wir der Literatur entnommen haben, verglichen. Die reduzierte Darstellung beider Größen liefert innerhalb der Fehlergrenzen gute Übereinstimmung, deshalb können wir annehmen, daß das effektive Magnetfeld proportional zur makroskopischen Magnetisierung ist. Den Proportionalitätsfaktor bestimmten wir zu 6840. Durch Bestimmung der Drehrichtung der Larmorpräzession stellten wir fest, daß das innere Magnetfeld dem äußeren Magnetfeld und damit der makroskopischen Magnetisierung entgegengerichtet ist. Die reduzierte Darstellung des gemessenen Magnetfeldes am Sm- Kernort stimmt innerhalb der Fehlergrenzen auch mit theoretischen Kurven nach der Molekularfeldtheorie überein.

Herrn Privatdozent Dr. F.W. Richter fühle ich mich sehr verbunden für die Überlassung des Themas und sein förderndes Interesse an dieser Arbeit. Herrn Prof. Dr. W. Walcher danke ich für die Bereitstellung der Hilsmittel und Möglichkeiten seines Institutes. Außerdem danke ich den Operateuren der Beschleunigungsanlage, Herrn L. Kaletsch und Herrn J. Meier für ihre unermüdliche Hilfe.

7. Anhang.

7.1 Zur Anpassung theoretischer Kurven an gemessene Werte.

Die Funktion

$$y = f(x, c_1, c_2, \ldots\ldots, c_m) \qquad (A1)$$

sei an einen gemessenen Verlauf, der aus Wertepaaren (x_n, y_n) besteht, anzupassen. Der funktionale Zusammenhang sei dabei als bekannt vorausgesetzt.

Bei n Meßwerten und m Parametern gibt es eine Überbestimmung des Problems vom Grad n - m :

$$\begin{aligned} y_1 &= f_1\,(x_1, c_1, c_2, \ldots\ldots, c_m) \\ y_2 &= f_2\,(x_1, c_1, c_2, \ldots\ldots, c_m) \\ &\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots \\ y_n &= f_n\,(x_1, c_1, c_2, \ldots\ldots, c_m) \end{aligned} \qquad (A1a)$$

Für die Bestimmung der Parameter c_j ist das Gleichungssystem (A1a) zu lösen. Wenn die Parameter in linearer Form auftreten, können wir statt (A1) schreiben :

$$y = c_1\, f_1(x) + c_2\, f_2(x) + \ldots\ldots + c_m\, f_m(x) \qquad (A1b)$$

Die Anpassung der Parameter nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate besteht darin, die Summe der Fehlerquadrate zu einem Minimum zu machen :

$$\begin{aligned} c_1\, f_1(x_1) + c_2\, f_2(x_1) + \ldots\ldots + c_m\, f_m(x_1) - y_1 &= \delta_1 \\ c_1\, f_1(x_2) + c_2\, f_2(x_2) + \ldots\ldots + c_m\, f_m(x_2) - y_2 &= \delta_2 \\ \ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\ldots\

$$\sum_{i=1}^{m} \delta_i^2 = \text{Minmum} \quad \text{oder} \quad \frac{\partial}{\partial c_j} \sum_{i=1}^{m} \delta_i^2 = 0 \qquad (A3)$$

bestimmt werden. Wenn das Gleichungssystem (A1a) nichtlinear in den Parametern ist, so ergibt sich über die Taylorentwicklung eine Möglichkeit zur Linearisierung [26] . Dieses Verfahren bietet sich an, wenn man den Wert der Parameter ungefähr kennt. Mit den Näherungswerten k_j ist

$$c_1 = k_1 + E_1$$
$$c_2 = k_2 + E_2$$
$$\cdots\cdots\cdots\cdots$$
$$c_m = k_m + E_m$$

Die E_j sind unbekannt, es sei aber $E_j \ll c_j$. Dann ist nach (A1)

$$y = f\,(x,\ k_1 + E_1,\ k_2 + E_2, \ldots\ldots,\ k_m + E_m) \qquad (A4)$$

oder mit Hilfe der Taylorformel

$$y = f(x, k_1, k_2, \ldots, k_m) + E_1 \frac{\partial f(x_1, k_1, k_2, \ldots, k_m)}{\partial c_1} + \ldots + E_m \frac{\partial f(x_1, k_1, k_2, \ldots, k_m)}{\partial c_m} \qquad (A5)$$

In dieser Gleichung ist außer den Koeffizienten $E_1, \ldots, E_m$ alles bekannt. Diese tauchen nur linear auf. Die E_j lassen sich mit der Bedingung (A3) nach der Methode der kleinsten Fehlerquadrate anpassen, wenn die Parameter unabhängig sind und das Gleichungssystem (A5) mit der Bedingung (A3) für das Minimum der Fehlerquadrate gelöst wird [26] . Mit Hilfe der so berechneten Näherungswerte k_j und der Korrekturen E_j

sind die c_j bestimmt. Das Verfahren kann iteriert werden, man kann die neuen c_j- Werte als neue k_j ansehen und den Prozeß wiederholen, und zwar so lange, bis eine vorgegebene Genauigkeitsschranke unterschritten wird.

7.2 Anpassung theoretischer Kurven unter Annahme einer gemischten Wechselwirkung.

In Kap. 2.3 (Seite 17) wurde erwähnt, daß eine optimale Anpassung des gemessenen R(t)- Verlaufs durch Annahme einer reinen magnetischen Dipolwechselwirkung erreicht wurde. Dies sei im folgenden an einem Beispiel demonstriert.

Wir haben an den auch in Fig. 20,a gezeigten R(t)- Verlauf, dem $H_{eff}(T)$ = 816 kOe oder eine Wechselwirkungs- Kreisfrequenz ω_L = 1070 MHz entspricht, theoretische Kurven unter Annahme einer gemischten Wechselwirkung angepaßt. Dazu wurden folgende Wechselwirkungs- Kreisfrequenzen für die zusätzliche elektrische Quadrupolwechselwirkung angesetzt:

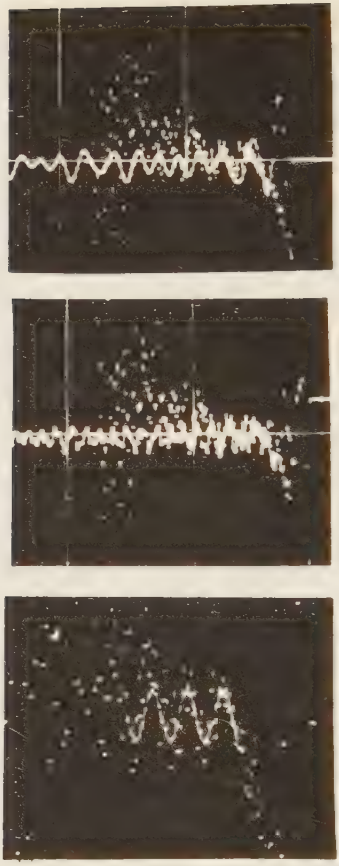
a) ω_{el} = 100 MHz , $\omega_{magn} / \omega_{el} \approx 10$

b) ω_{el} = 500 MHz , $\omega_{magn} / \omega_{el} \approx 2$

Zum Vergleich wird in c) noch einmal die Anpassung für reine magnetische Wechselwirkung, die ω_{el} = 0 entspricht, gezeigt.

Man erkennt, daß bei verschwindeneden elektrischen Quadrupolwechselwirkungsfrequenzen optimale Anpassung erreicht werden kann.

Das Rechenprogramm für die Auswertung der gemischten Wechselwirkung nach OLSEN [28]hat Herr . Netz umgeschrieben.



a)

b)

c)

Fig. A 1,a-c: Anpassung theoretischer Kurven an den gemessenen R(t)- Verlauf für das 82 keV- Niveau im ^{154}Sm bei H_{ext} = 11 kOe und T = + 123° C unter Annahme einer gemischten Wechselwirkung mit folgenden Frequenzen für die elektrische Quadrupolwechselwirkung :

a) ω_{el} = 100 MHz, $\omega_{magn} / \omega_{el} \approx 10$

b) ω_{el} = 500 MHz, $\omega_{magn} / \omega_{el} \approx 2$

c) ω_{el} = 0 , reine magnetische Wechselwirkung

Anmerkung : Der Abbildungsmaßstab für Abb. c) ist ein anderer, es handelt sich jedoch um den gleichen R(t)- Verlauf

7. Literaturverzeichnis

[1] F.W. RICHTER, J. SCHÜTT und D. WIEGANDT,
Z. Phys. 213 (1968), 202-214

[2] P.J. WOLFE and R.P. SCHARENBERG,
Phys. Rev. 160 (1967), 866-873

[3] H.R. KIRCHMAYR,
IEEE Transactions on Magnetics, Vol. Mag. 2 (1966), 493

[4] H.R. KIRCHMAYR,
Zeitschr. f. Kristallographie 124, 1/2 (1967), 152-160

[5] H.R. KIRCHMAYR und K.H. SCHINDL,
Z. Angewandte Phys. 19 (1965), 517-521

[6] J.V. FLORIO, R.E. RUNDLE and A.I. SNOW,
Acta Crystallogr. 5 (1952) 449-457

[7] H. WEGENER, Der Mößbauer-Effekt und seine Anwendung in Physik und Chemie, B.I. Hochschultaschenbücher, Bd. 2/2a Bibliographisches Institut Mannheim 1965

[8] S. OFER, E. SEGAL, I. NOWIK, E.R. BAUMINGER, L. GRODZINS, A.J. FREEMAN, and M. SCHIEBER, Phys. Rev. 137A (1965)A627

[9] J.S. SMART, Effektive Field Theories of Magnetism,
W.B. Saunders Company, Philadelphia & London 1966

[10] P.P. CRAIG, R.C. PERISHO, and R. SEGNAN,
Phys. Rev 138 (1965), A 1460-1471

[11] K. ALDER, A. BOHR, T. HUUS, B.MOTTELSON, and A. WINTHER,
Rev. mod. Phys. 28 (1956), 432-542

[12] C.M. LEDERER, J.M.HOLLANDER, and I. PERLMAN, Table of Isotopes, 6. Edition, John Wiley & Sons, N.Y. & London 1968

[13] R.F. STEFFEN, Extranuclear Effects on Angular Correlations of Nuclear Radiations,
Phi. Mag. Suppl. 4 (1955) 293-362

[14] C. H. TOWNES, Determination of Nuclear Quadrupole moments in Handbuch der Physik, Bd. XXXVIII/1, Äußere

Eigenschaften der Atomkerne, Springer Verlag 1958

[15] C. H. JOHNSON, C.C. TRAIL, and A. GALONSKI, Phys. Rev. 136, B (1965), 1719-1729

[16] A.Z. HRYNKIEWICZ, Nucl. Instr. Meth. 16 (1962), 317-320

[17] W. KORNAHL, Diplomarbeit Marburg 1967

[18] J.F. LYCH and R.E. HOLLAND, Bull. Am. Phys. Soc. 3 (1958), 380 T3

[19] P. WEISS and R. FORRER, Ann. phys.(Paris) 5 (1926), 153

[20] L.v. CHERRY, and W.E. WALLACE, J. Appl. Phys. 32 S (1961) 340 S

[21] E.C. STONER, Rep. of Progr. Phys. 11 (1948), 43

[22] F. BLOCH, Z. Phys. 61 (1930), 206

[23] L. NEEL, Ann phys. Paris 3 (1948), 137

[24] E. BODENSTEDT und J.D. ROGERS, Magnetic Moments of Nuclear Excited States in " Perturbed Angular Correlations", North Holland Publishing Co., Amsterdam 1964

[25] T. HUUS and Č. ZUPANČIČ, Dan. Mat. Fys. Medd. 28, (1953), 33-50

[26] R.H. PENNINGTON, Introductory Computer Methods and Numerical Analysis, The Macmillan Co., New York 1965

[27] F.W. RICHTER und D. WIEGANDT, Z. Phys. 217 (1968), 225

[28] E. MATTHIAS, B. OLSEN, and W. SCHNEIDER, Arkiv Fysik 24 (1963), 245-255

Lebenslauf.

Am 24.6.1936 wurde ich als einziges Kind des Dipl. Ing. Heinrich Schütt und dessen Ehefrau Gerda, geb Raetzel, in Ratzeburg geboren. In Gotenhafen besuchte ich die Grundschule bis zur Flucht Ende 1944, dann die Grund- und Mittelschule in Süderbrarup, Kreis Schleswig. Im Sommer 1947 zogen wir nach Marburg. Dort trat ich in die Sexta des Städt. Realgymnasiums ein, das ich bis zum Abitur im Februar 1958 besuchte. Seit dem Sommersemester 1958 studierte ich Physik an der Philipps-Universität Marburg. Dort legte ich im November 1960 die Diplom- Vorprüfung und im Februar 1966 die Diplom- Hauptprüfung ab. Anschließend habe ich mich in einer Gruppe an der Messung von Lebensdauern angeregter Kernzustände, von g- Faktoren und Quadrupolwechselwirkungen beteiligt. Im Dezember 1968 übernahm ich die vorliegende Arbeit.

Meine akademischen Lehrer waren

in Physik die Herren Professoren und Dozenten
Cappeller, Hückel, Flügge, Kamke, Madelung, Petzold,
Richter, Walcher, Wolter, Vogt

in Mathematik die Herren Professoren
Eichler, Klingen, Kowalsky, Peyerimhoff, Schütte

in Chemie die Herren Professoren
Dimroth, Mahr, Pfeil

in Kernchemie Herr Prof. Starke

sowie Herr Prof. Graul.